

Numerische Simulation der instationären Strömung in einer Kreiselpumpe

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt
zur
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Gunther Treutz

aus Darmstadt

Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. B. Stoffel
Mitberichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. M. Schäfer
Tag der Einreichung:	25.06.2002
Tag der mündlichen Prüfung:	16.09.2002

Darmstadt 2002

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit in der Entwicklung bei der Firma Munsch Chemie-Pumpen GmbH in Ransbach-Baumbach.

An erster Stelle möchte mich ich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. B. Stoffel, dem Leiter des Fachgebietes Turbomaschinen und Fluidantriebstechnik, für die Möglichkeit der Erstellung einer externen Promotion und die zahlreichen wertvollen Anregungen und Ratschläge bei deren Durchführung bedanken.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. M. Schäfer, dem Leiter des Fachgebietes Numerische Berechnungsverfahren im Maschinenbau, danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Besonderen Dank gilt der Firma Munsch Chemie-Pumpen GmbH, insbesondere Herrn Dipl.-Ing. Stefan Munsch, der mir die Gelegenheit zur Erstellung einer solchen Arbeit gab und mich in jeder Beziehung bestmöglichst unterstützt hat.

Weiterhin möchte ich mich bei der Firma AEA Technologie GmbH, CFX, Otterfing, bei den Herren Dr.-Ing. Georg Scheuerer und Dipl.-Ing. Thorsten Hansen für die ausgezeichnete Beratung und weitreichende Unterstützung bei der Nutzung der Strömungssimulationssoftware CFX-TASCflow bedanken.

Ich versichere an Eides Statt, daß ich, abgesehen von den genannten Anregungen und Hilfsmitteln, die vorliegende Arbeit selbstständig verfaßt habe.

Darmstadt, im Juni 2002

Gunther Treutz

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	IV
1. Einleitung	1
1.1 Einführung	1
1.2 Stand des Wissens	3
1.3 Zielsetzung	3
1.4 Gliederung der Arbeit	4
1.5 Eigenschaften der Kunststoffpumpe	4
2. Theoretische Grundlagen	9
2.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik	9
2.1.1 Massenerhaltung	9
2.1.2 Impulserhaltung	9
2.1.3 Drallsatz / Drehimpulserhaltung	10
2.1.4. Cauchysche Bewegungsgleichung / Navier-Stokessche Differentialgleichungen	10
2.1.5 Bewegungsgleichungen im Relativsystem	12
2.2 Turbulenzmodellierung	13
2.2.1 Zweigleichungsmodelle	15
2.3 Diskretisierung	20
2.3.1 Zeitdiskretisierung	21
2.3.2 Lösungsverfahren	24
2.4 Gittergenerierung / Diskretisierung der Geometrie	25
2.4.1 Laufradgitter	26
2.4.2 Spiralgitter	29
2.4.3 Gitter der kompletten strömungsführenden Komponenten	31
2.5 Systemrotation	34
2.5.1 Einzelkanalberechnungen ohne Radseitenraum	34
2.5.2 Einzelkanalberechnungen mit Radseitenraum	34
2.5.3 Berechnung Komponenten	35
2.5.3.1 Umfangsmittelung (Stage)	36
2.5.3.2 Frozen Rotor	36
2.5.3.3 Rotor Stator / True Transient	36
2.6 Randbedingungen / PreProcessing	37
2.7 Bilanzierung	39
2.7.1 Massenströme	39
2.7.2 Mittelung	39
2.7.3 Förderhöhe bei stationären Berechnungen	40
2.7.4 Eulersche Strömungsmaschinenhauptgleichung	40
2.7.5 Totaldruck	41
2.7.6 Bestimmung der Rotorbelastung	42
2.7.7 Drehmoment	42
2.7.8 Förderhöhe und Wirkungsgrad bei instationären Berechnungen	43
2.7.9 Wirkungsgrade	45
2.7.10 Bilanzstellen	46
2.7.11 Der Einfluß des Radseitenraumes auf die Bilanzen	49

3.	Schaufelkanalberechnungen	51
3.1	Kennlinien	53
3.2	Druckzahlen	59
3.3	Gittervergleich	60
4.	Schaufelkanal mit Radseitenraum	61
4.1	Größen im Schaufelkanal	64
4.2	Vergleich von Größen in Schaufelkanal und Radseitenraum	66
4.2.1	Druckverlauf	67
4.2.2	Drall	67
4.2.3	Rotationsverhältnis Beta	68
4.2.4	Totaldruck	68
4.3	Laufradkennlinien	69
5.	Spiralgehäuse	72
5.1	Berechnungen nach der Randbedingung ohne Radseitenraum	73
5.2	Berechnungen nach der Randbedingung mit Radseitenraum	77
6.	Berechnung Laufrad und Spirale Frozen Rotor / Transient	81
6.1	Frozen Rotor	81
6.2	Transient Rotor Stator	82
6.3	Wahl des Zeitschrittes	85
6.4	Größenvergleich bei verschiedenen Volumenströmen über der Schaufelteilung	87
6.5	Kennlinien Frozen Rotor / Transient	90
6.6	Vergleich lokaler Größen	93
6.7	Zusammenfassung Kapitel 6	98
7.	Berechnung Komponenten mit Radseitenraum	99
8.	Verläufe von Strömungsgrößen am Interface	107
9.	Schaufelkennlinien	118
9.1	Betrachtung der Schaufelkanäle zu einem festen Zeitpunkt	118
9.2	Darstellung der Förderhöhe unter Berücksichtigung der Pfeiderschen Minderumlenkungstheorie	120
9.3	Betrachtung eines Schaufelkanals über eine Umdrehung	122
9.4	Betrachtung eines Schaufelkanals über eine Umdrehung ohne Radseitenraum Fro / Tra	125
10.	Einfluß der Trägheitswirkung auf die Strömungsverhältnisse am Laufradaustritt	137
10.1	Druck	139
10.2	Umfangskomponente Absolutgeschwindigkeit	140

11.	Transiente Berechnung der Schaufelkanäle mit Radseitenraum	145
11.1	Transiente Berechnung eines Schaufelkanals ohne Radseitenraum	145
11.2	Transiente Berechnung eines Schaufelkanals mit Radseitenraum	146
11.3	Gitterabhängigkeit des Wirbelkranzes	151
11.4	Betriebspunktabhängigkeit des Wirbelkranzes	153
11.5	Drehzahlabhängigkeit des Wirbelkranzes	156
11.6	Verhalten der kompletten durchströmten Komponenten	159
11.7	Zusammenfassung Kapitel 11	160
12.	Spiralgehäuse: Vergleich mit den instationären Berechnungsergebnissen	162
12.1	Druckwirkung der Spirale	162
12.1	Spiralkennlinien	167
13.	Instationär berechnete Kennlinie mit variablem Volumenstrom	169
	Zusammenfassung und Ausblick	180
	Literaturverzeichnis	182

Nomenklatur

Kleine lateinische Buchstaben

ar	(m/s ²)	radiale Beschleunigung am Laufradaustritt
b ₂	(m)	Schaufelbreite
beta		Winkel
c	(m/s)	Geschwindigkeiten
ca	(m/s)	Geschwindigkeit Pumpenaustritt
ce	(m/s)	Geschwindigkeit Pumpeneintritt
cu	(m/s)	Umfangskomponente Geschwindigkeit
cr	(m/s)	Radialkomponente Geschwindigkeit
c_ε		Konstante k-ε-Modell
c_μ		Konstante k-ε-Modell
\vec{c}	(m/s)	Geschwindigkeitsvektor
d ₂	(m)	Durchmesser Laufrad
e	(J/kg)	spezifische Energie
eta		Wirkungsgrad
etadr		Wirkungsgrad Eulersche Hauptgleichung
etai		innerer Wirkungsgrad
etakin		Wirkungsgrad instationäre Berechnungen
etapt		Wirkungsgrad Totaldruck
etato		Wirkungsgrad Drehmoment
g	(m/s ²)	Erdbeschleunigung
k	(m ² /s ²)	turbulente kinetische Energie
k ₂		Versperrung Laufradaustritt
\vec{k}	(N/kg)	Volumenkraft
l	(m)	konforme Länge
l _t	(m)	Längenmaß der Turbulenz
m	(kg)	Masse
m	(m)	Meridiankoordinate
\dot{m}	(kg/s)	Massenstrom
n	(1/min)	Drehzahl
\vec{n}		Normalenvektor
n _s	(1/min)	spezifische Drehzahl
p	(Pa)	Druck
p		Minderumlenkungskoeffizient
pk	(Pa)	korrigierter Druck
p _t	(Pa)	Totaldruck
p _{ta}	(Pa)	Totaldruck Absolutsystem
p _{tr}	(Pa)	Totaldruck Relativsystem
r ₂	(m)	Radius Laufradaustritt
rcu	(m ² /s)	Drall
r_{ref}	(m)	Radius Laufradaustritt
s ₂	(m)	Schaufeldicke Laufradaustritt
t	(s)	Zeit
t	(N/m ²)	Spannung
\vec{t}	(N/m ²)	Vektor der Oberflächenkräfte
t ₂	(m)	Teilung Laufradaustritt

u	(m/s)	Geschwindigkeit
u	(m/s)	Umfangsgeschwindigkeit
u_τ	(m/s)	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
u^+		dimensionslose Tangentialgeschwindigkeit
w	(m/s)	Relativgeschwindigkeit
w_u	(m/s)	Umfangskomponente Relativgeschwindigkeit
w_r	(m/s)	Radialkomponente Relativgeschwindigkeit
\vec{x}		Vektor
\vec{x}^+	(m)	Ortsvektor
y^+		dimensionsloser Wandabstand
z	(m)	Höhe im Schwerfeld
z_a	(m)	Lage Druckstutzen
z_e	(m)	Lage Mitte Saugstutzen
z_s		Schaufelzahl

Große lateinische Buchstaben

A	(m ²)	Fläche
A2	(m ²)	Fläche Austritt Laufrad
Beta		Geschwindigkeitsverhältnis
E	(kg m ² /s ²)	kinetische Energie
\vec{F}	(N)	Kraftvektor
H	(m)	Förderhöhe
Hges	(m)	Gesamtförderhöhe (inklusive dynamischem Anteil)
Hdr	(m)	Förderhöhe aus Drall
Hkin	(m)	Förderhöhe instationär
Hmess	(m)	Förderhöhe Messung
Hpt	(m)	Förderhöhe aus Totaldruckdifferenz
Hs	(m)	statische Förderhöhe
Hth	(m)	theoretische Förderhöhe
Hto	(m)	Förderhöhe aus Drehmoment
Hv	(m)	Verlustförderhöhe
L		Operator
M	(Nm)	Drehmoment
\vec{M}	(Nm)	Drehmomentvektor
Mto	(Nm)	Drehmoment
N	(1/min)	Drehzahl
P	(W)	Leistung
Phi	(°)	Winkel
Phiz	(°)	Zungenwinkel
Q	(m ³ /s)	Volumenstrom
Qnenn	(m ³ /s)	Nennvolumenstrom
\dot{Q}	(W)	Wärmestrom
\vec{R}		Restvektor
S	(m ²)	Fläche
S	(m ²)	statisches Moment
Speed	(m/s)	Geschwindigkeit
U	(kg m ² /s ²)	innere Energie
V	(m ³)	Volumen

Tu		Turbulenzgrad
\bar{T}	(N/m ²)	Spannungstensor

Kleine griechische Symbole

β	(°)	Schaufelwinkel
β_1		Konstante k- ω -Modell
β_2		Konstante k- ω -Modell
β_2	(°)	Schaufelwinkel Laufradaustritt
β_s		Konstante k- ω -Modell
δ_{ij}		Kronecker-Delta, Austauschsymbol
ε	(m ² /s ³)	Turbulenzdissipation
φ		Umfangswinkelkoordinate
γ_1		Faktor k- ω -Modell
γ_2		Faktor SST-Modell
η_{dr}		Wirkungsgrad Eulersche Hauptgleichung
η_{kin}		Wirkungsgrad instationäre Berechnungen
η_{pt}		Wirkungsgrad Totaldruck
η_{to}		Wirkungsgrad Drehmoment
κ		Konstante k- ω -Modell
μ	(kg/ms)	dynamische Viskosität
μ_t	(kg/ms)	turbulente Viskosität
ν	(m ² /s)	kinematische Viskosität
ν_t	(m ² /s)	Wirbelviskosität
ρ	(kg/m ³)	Dichte
ω	(1/s)	spezifische Dissipationsrate
Ψ		Druckzahl
Ψ'		Koeffizient Minderumlenkung
σ_2		Versperrung
σ_ε		Konstante k- ε -Modell
σ_k		Konstante k- ε -Modell
σ_ω		Konstante k- ω -Modell
τ	(N/m ²)	viskose Spannung
τ_w	(N/m ²)	Wandschubspannung

Große griechische Symbole

Φ		Konstante
Ω	(1/s)	Winkelgeschwindigkeit
$\vec{\Omega}$		Drehrichtungsvektor

Allgemeine Indizes

DS	Deckscheibe
La	Laufrad
Fro	Frozen Rotor

Drehzahl:

N02	$N / N_{\text{nenn}} = 0.2$
N04	$N / N_{\text{nenn}} = 0.4$
N06	$N / N_{\text{nenn}} = 0.6$
N08	$N / N_{\text{nenn}} = 0.8$
N10	$N / N_{\text{nenn}} = 1.0$
N12	$N / N_{\text{nenn}} = 1.2$
N14	$N / N_{\text{nenn}} = 1.4$

Volumenstrom:

Q02	$Q / Q_{\text{nenn}} = 0.2$
Q04	$Q / Q_{\text{nenn}} = 0.4$
Q06	$Q / Q_{\text{nenn}} = 0.6$
Q08	$Q / Q_{\text{nenn}} = 0.8$
Q10	$Q / Q_{\text{nenn}} = 1.0$
Q12	$Q / Q_{\text{nenn}} = 1.2$
Q14	$Q / Q_{\text{nenn}} = 1.4$

RS	Radseitenraum
RSSS	Radseitenraum Saugseite
RSDS	Radseitenraum Druck-/Dichtungsseite
Spi	Spiralgehäuse
SPS	Spalt Saugseite
Tra	Transient Rotor Stator
TS	Tragscheibe

a	axial
a	Absolutsystem
a	Austritt Druckstutzen
down	mit abnehmendem Volumenstrom
dr	Drall
e	Eintritt Saugstutzen
hyd	Hydraulik
mess	Messung
mid	gemittelt
r	radial
r	Relativsystem
pt	Totaldruck
pro	Profil
st	statisch
sta	stationär
to	Drehmoment

tra	transient
trardown	transient down
traup	transient up
u	Umfangsrichtung
up	mit zunehmendem Volumenstrom
wds	Wand Druckseite
wss	Wand Saugseite
x	X-Koordinate
y	Y-Koordinate
z	X-Koordinate

Mathematische Operatoren

∇	Gradient
$\nabla \cdot$	Divergenz

1. Einleitung

1.1 Einführung

Die Strömung in den Komponenten einer Kreiselpumpe ist dreidimensional und instationär. Sie ist gekennzeichnet durch starke Wechselwirkungen zwischen dem rotierenden Laufrad und der Leiteinrichtung, z.B. dem Spiralgehäuse. Zusätzlich haben die Strömungsverhältnisse in den Radseitenräumen auf das Betriebsverhalten einen erheblichen Einfluß.

Zur Auslegung und Optimierung stehen heute neben konventionellen Berechnungsverfahren numerische Werkzeuge zur Verfügung. Mittels CFD (Computational Fluid Dynamics) gelingt es, Strömungen zu simulieren. Bisher wurden dabei meist stationäre Verfahren verwendet. Infolge der rasanten Entwicklung der Computer, der Optimierung der Berechnungsalgorithmen und Verbesserungen in der Turbulenzmodellierung ist es heute möglich, komplette Strömungsmaschinen voll instationär zu berechnen.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, zwei Kunststoffpumpen numerisch zu untersuchen und die Resultate mit Meßergebnissen zu vergleichen.

1.2 Stand des Wissens

Die Auslegung von Kreiselpumpen in der Industriepraxis erfolgt oft nach empirischen Methoden. Für die Laufradauslegung ist die Stromfadentheorie die Basis dieser Verfahren. Sie wird zur Berücksichtigung der endlichen Schaufelzahl und der entstehenden Verluste anhand von Erfahrungswerten ergänzt.

Die Spiralgeometrie wird beispielsweise nach dem Drallsatz (Pfleiderersches Verfahren), der anschließende Druckstutzen nach den Kriterien für die Diffusorgestaltung dimensioniert. Mit diesen traditionellen Verfahren ist man durchaus in der Lage, gute hydraulische Entwürfe zu gestalten.

Die Nichtbeachtung wesentlicher Kriterien der eindimensionalen Auslegungsverfahren kann trotz Einsatz von numerischen Berechnungen zu unbefriedigenden Resultaten führen.

Aufbauend auf die konventionelle Auslegung kann die numerische Nachrechnung und Optimierung der Pumpengeometrie erfolgen.

In der Entwicklung numerischer Verfahren wurden unterschiedliche Zyklen durchlaufen. Einer der ersten Schritte war die Entwicklung quasi-dreidimensionaler Euler Verfahren, Q3D (Wu [31]). Sie werden dadurch gekennzeichnet, daß die Berechnung der Strömung iterativ in einer Meridianebene und in einer oder mehreren Schaufelebenen erfolgt. Q3D Verfahren arbeiten verlustfrei. Sekundärströmungen können nicht berechnet werden.

Unter Einbeziehung von Reibungseffekten entwickelt Ritzinger [21] ein quasi-dreidimensionales Navier-Stokes Verfahren Q3DNS. Trotz der Vorhersagbarkeit von hydraulischen Verlusten haben sich solche Methoden aber nicht durchgesetzt, da sie unter anderem Sekundärströmungseffekte nicht beschreiben können.

Unter Vernachlässigung der Reibung in den Navier-Stokesschen Gleichungen entstehen die Eulerschen Gleichungen. Verfahren, die auf diesen Beziehungen aufbauen, bieten den Vorteil, dreidimensionale Strömungseffekte berechnen zu können (E3D). Da sie auf der Grundlage reibungsfreier Strömung arbeiten, entstehen in Bereichen, in denen die Grenzschicht von Bedeutung ist, falsche Ergebnisse. Riedel [20] zeigt, daß es mit E3D möglich ist, die Wechselwirkung von Rotor und Stator zu berechnen.

Aufgrund der gesteigerten Rechenleistung der Computer ist es heute möglich, dreidimensionale Verfahren unter Beachtung der Reibungseffekte einzusetzen (NS3D). Zur Berücksichtigung der Turbulenzeffekte kommen unterschiedlich komplexe Modelle zum Einsatz. Der Grenzschichteinfluß wird berücksichtigt. Somit werden hydraulische Verluste vorhersagbar.

Neben den Vereinfachungen bezüglich der Komplexität der eingesetzten Berechnungsverfahren besteht zusätzlich die Möglichkeit, anstelle der kompletten durchströmten Geometrie nur einzelne Bereiche zu betrachten. Dabei kommen die unterschiedlichen erwähnten Methoden zum Einsatz. Navier-Stokes-Verfahren dienen oftmals der abschließenden Nachrechnung.

Das Verhalten einer Pumpe wird wesentlich von den Verhältnissen in den durchströmten Radseitenräumen bestimmt. Insbesondere bei großen Spaltweiten ergeben sich erhebliche Auswirkungen auf die Zuströmung zur Eintrittskante der Schaufel. Deshalb wurde dieser Bereich in verschiedenen Arbeiten separat untersucht. Schenkel [23] untersucht u. a. das Verhalten der unterschiedlichen Turbulenzmodelle im Bereich des Radseitenraumes. Neben den experimentellen Untersuchungen führt Lauer [10] zur Validierung von Berechnungsverfahren numerische Parameterstudien durch. In beiden Arbeiten kommen zweidimensionale Verfahren unter Annahme einer rotationssymmetrischen Strömung zum Einsatz. Problematisch sind bei der Berechnung einzelner Elemente immer die Vorgaben realistischer Randbedingungen. Außerdem wird in diesen Elementen die Wechselwirkung zwischen Laufradströmung und Radseitenraum stark von dreidimensionalen Effekten bestimmt.

In der Arbeit von Fritz [04] wird die Wechselwirkung der Schaufelströmung und des Radseitenraumes gekoppelt untersucht. Unter anderem zeigen sich die Folgen der drallbehafteten Ringströmung an den Auswirkungen im Schaufeldruckverlauf. Er untersucht instationäre Wechselwirkungen zwischen Rotor und Stator.

Den nächsten logischen Schritt bildet die simultane Berechnung von Laufrad und Spiralgehäuse. Majidi [12] untersucht das Strömungsverhalten einer Kreiselpumpe bei verschiedenen Lastzuständen mit dem Schwerpunkt auf Sekundärströmungseffekten.

Zur Optimierung einer Pumpengeometrie berechnet Zimnitzki [32] eine Kreiselpumpe inklusive des Radseitenraumes. Beide zuletzt genannten Arbeiten verwenden stationäre Berechnungsverfahren.

1.3 Zielsetzung

Zum einen bestanden in den zuvor genannten Quellen Einschränkungen hinsichtlich der Art des Rechenverfahrens. Stand der Numerik ist, daß heute die Berechnung dreidimensionaler reibungsbehafteter Strömungen unter gewissen Einschränkungen möglich ist. Diese bestehen im wesentlichen in der Turbulenzmodellierung.

Weiterhin wurden aus Gründen der Rechenleistung nur einzelne Geometrieelemente berechnet. Die separate Berechnung von Schaufelkanälen oder Radseitenräumen liefert zwar grundlegende Erkenntnisse. Die Wechselwirkung zwischen diesen Bereichen kann aber nur durch gekoppelte dreidimensionale Berechnungen realistisch simuliert werden.

Eine weitere Einschränkung bestand in den meisten erwähnten Arbeiten in der Verwendung stationärer Berechnungsverfahren. Alle turbulenten Strömungen sind aber von Natur aus dreidimensional und instationär. Einige wesentliche Wechselwirkungen innerhalb einer Strömungsmaschine können erst durch zeitechte Simulation erfaßt werden.

Daher sollen in der vorliegenden Arbeit schrittweise die einzelnen Elemente einer Kunststoffkreislumppe bis hin zur kompletten Abbildung aller durchströmten Komponenten numerisch untersucht werden. Einen wesentlichen Schwerpunkt bildet der Vergleich zwischen stationären und instationären Berechnungsergebnissen. Dabei sollen neben den globalen Bilanzen insbesondere lokale Unterschiede in den Ergebnissen dargestellt werden. Die instationären Resultate liefern teilweise Strömungserscheinungen, über die in der Literatur noch nicht berichtet wurde. Außerdem bietet sich die Möglichkeit, die Ergebnisse der instationären Berechnung der kompletten Maschine mit den Resultaten der Einzelelementberechnungen global und lokal zu vergleichen. Zusätzlich werden zum Vergleich Druckmessungen im Spiralgehäuse herangezogen. Abschließend wird untersucht, wie nah man unter Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Verfahren durch Berechnung einer instationären Kennlinie an die experimentellen Resultate eines Prüfstandlaufes herankommt. Ziel ist es, das komplette Verhalten einer Pumpe auf numerischen Prüfständen simulieren zu können.

1.4 Gliederung der Arbeit

Nach der Einführung und den theoretischen Grundlagen in den ersten beiden Kapiteln folgt in Kapitel 3 die Darstellung der Resultate der Berechnung eines einzelnen Schaufelkanals. Die Berücksichtigung des saugseitigen Radseitenraumes in Kapitel 4 ist der erste weiterführende Schritt. Nachdem nun die Randbedingungen für den Austritt der Strömung aus dem Laufrad vorliegen, wird das Spiralgehäuse in Kapitel 5 als einzelnes Element untersucht.

In Kapitel 6 folgt die erste gekoppelte Berechnung von Laufrad und Spirale. Auf dieser Ebene werden im wesentlichen die Vergleiche zwischen stationären und instationären Verfahren dargestellt. Da sich hier klare Vorteile zugunsten der transienten Berechnungsmethoden ergeben, dient die gekoppelte Simulation der kompletten durchströmten Komponenten inklusive der beiden Radseitenräume in Kapitel 7 dazu, die Kreiselpumpe möglichst realitätsnah in all ihren hydraulischen Eigenschaften zu simulieren. In Kapitel 8 werden lokale Vergleiche zu Wanddruckmessungen im Spiralgehäuse vorgestellt.

Da numerische Ergebnisse es erlauben Bilanzierungen an beliebigen Querschnitten vorzunehmen, wird in Kapitel 9 die Wirkungsweise einer einzelnen radialen Schaufel genauer untersucht. Kapitel 10 präsentiert dazu ein numerisches Experiment zum Verständnis der hier auftretenden Trägheitseffekte.

In Kapitel 11 wird die unbefriedigende Situation der Berechnung eines einzelnen Schaufelkanals mit Radseitenraum nochmals aufgegriffen. Instationäre Berechnungen zeigen hier veränderte Resultate.

Kapitel 12 präsentiert einen Vergleich zwischen den Ergebnissen der Berechnung des Spiralgehäuses mit der instationären Simulation der durchströmten Komponenten einer Kreiselpumpe.

Die Berechnung der kompletten Maschine über weite Bereiche der Kennlinie bei variablem Volumenstrom innerhalb einer einzigen Berechnung in Kapitel 13 ist als Blick in die Zukunft zu verstehen.

1.5 Eigenschaften der Kunststoffpumpe

Kunststoffpumpen kommen in der chemischen Verfahrenstechnik zum Einsatz. Die Verwendung metallischer Pumpen ist hier in der Regel aus korrosiven Gründen nicht möglich oder die einsetzbaren Werkstoffe sind teuer. Kunststoffpumpen decken in der Regel eine weite Spanne in der chemischen Beständigkeit ab.

Ein Nachteil entsteht durch die niedrigen Materialkennwerte. Der minimale E-Modul liegt mit 700 N/mm fast um den Faktor 300 unter dem von Stahl. Die Festigkeit der Kunststoffe kann unter 10 N/mm² betragen. Aus diesen Gründen müssen alle belasteten Bauteile entsprechend dimensioniert werden. Die Schaufeldicke ist gegenüber metallischen Laufrädern deutlich zu erhöhen.

Zusätzlich ist ein extremes thermisches Verhalten von Bedeutung. Der Wärmeausdehnungskoeffizient von $2.0 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ für den Werkstoff Polyethylen sorgt beispielsweise dafür, daß das zu untersuchende Laufrad der Pumpe 1 mit dem Nominaldurchmesser von 320 mm bei einer Temperaturerhöhung um 70° C sich im Durchmesser um 4.5 mm vergrößert. Da die Werkstoffe zusätzlich unter Belastung zum Fließen neigen, müssen die Abstände zwischen zueinander bewegten Bauteilen ausreichend groß gehalten werden. So sind beispielsweise in der Zone des axial durchströmten Dichtspaltes radiale Abstände von 1 % bezogen auf den Laufraddurchmesser notwendig. Diese Spaltweiten verursachen natürlich erhebliche volumetrische Verluste und führen zu verschlechterten Bedingungen für die Zuströmung zur Schaufeleintrittskante.

Im wesentlichen werden alle Berechnungen in dieser Arbeit für eine Pumpengeometrie durchgeführt. Exemplarisch erfolgen Vergleiche zu einer zweiten Pumpe ähnlicher Bauart.

Pumpe 1

Abbildung 1.1 zeigt einen Schnitt durch die zu untersuchende Kreiselpumpe radialer Bauart mit einfachwirkender Gleitringdichtung. Es handelt sich um die Pumpe der Firma Munsch vom Typ NP 150-125-250 mit den Abmaßen entsprechend der Norm EN 22858. Der Nominalauslegungspunkt der Pumpe 1 lautet:

Volumenstrom $Q(\text{m}^3/\text{h})$	320
Förderhöhe $H(\text{m})$	29
Drehzahl $n(1/\text{min})$	1450

Damit ergibt sich für diese Ausführung eine spezifische Drehzahl von $n_s = 35$. Wegen der unterschiedlichen Lage des Bestpunktes in den jeweiligen Berechnungsvarianten werden alle Größen auf diesen Nennpunkt bezogen dargestellt. Im Falle der Pumpe 1 stimmen Nennbetriebspunkt und Lage des Optimums überein.

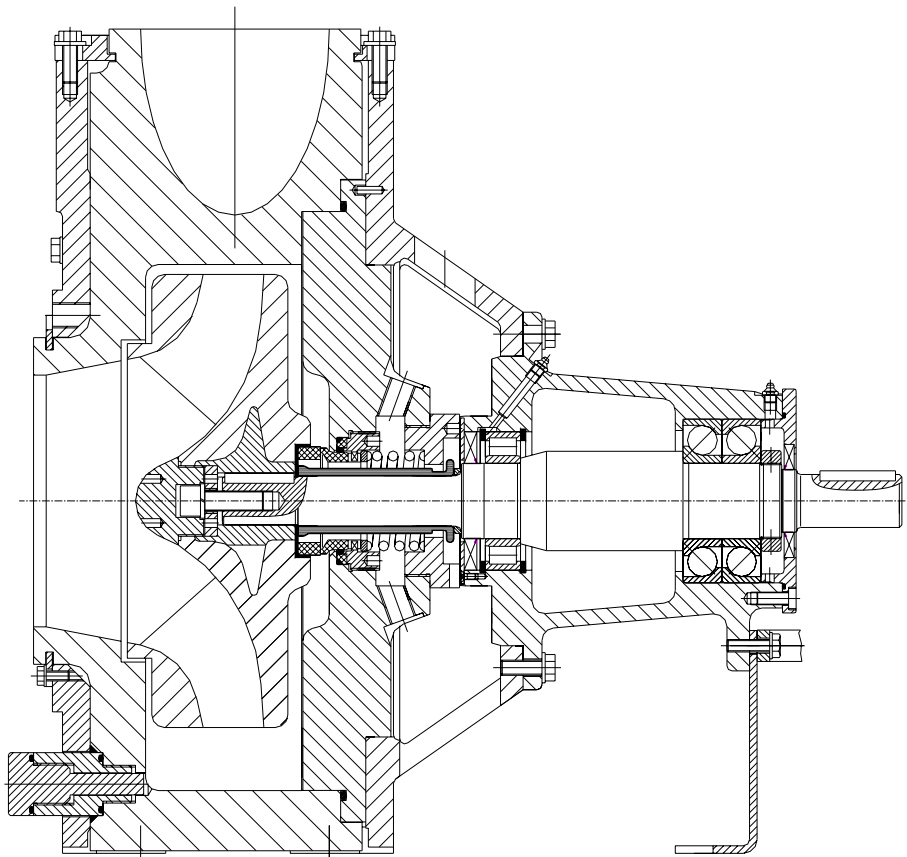


Abbildung 1.1: Pumpe 1

Pumpe 2

In einigen Fällen werden innerhalb der vorliegenden Arbeit Vergleiche zwischen Berechnungsergebnissen und Messergebnissen zu einer zweiten Pumpe durchgeführt, um die Gültigkeit der Aussagen an einer anderen Geometrie zu überprüfen. Hierbei handelt es sich um eine ausgekleidete Kunststoffpumpe vom Typ Munsch NPC 80-50-200. Der optimale Betriebspunkt ergibt sich zu:

Volumenstrom $Q(\text{m}^3/\text{h})$	75
Förderhöhe $H(\text{m})$	67
Drehzahl $n(1/\text{min})$	2900

Damit liegt die spezifische Drehzahl für Pumpe 2 mit $n_s = 18$ deutlich niedriger.

Für Pumpe 2 werden alle Größen wiederum auf den Nennvolumenstrom bezogen dargestellt. Dieser ist jedoch hier nicht mit dem gemessenen Wert des besten Wirkungsgrades identisch sondern beträgt $Q_{\text{nenn}} = 70 (\text{m}^3/\text{h})$. Abbildung 1.2 zeigt die Darstellung der Pumpe 2 .

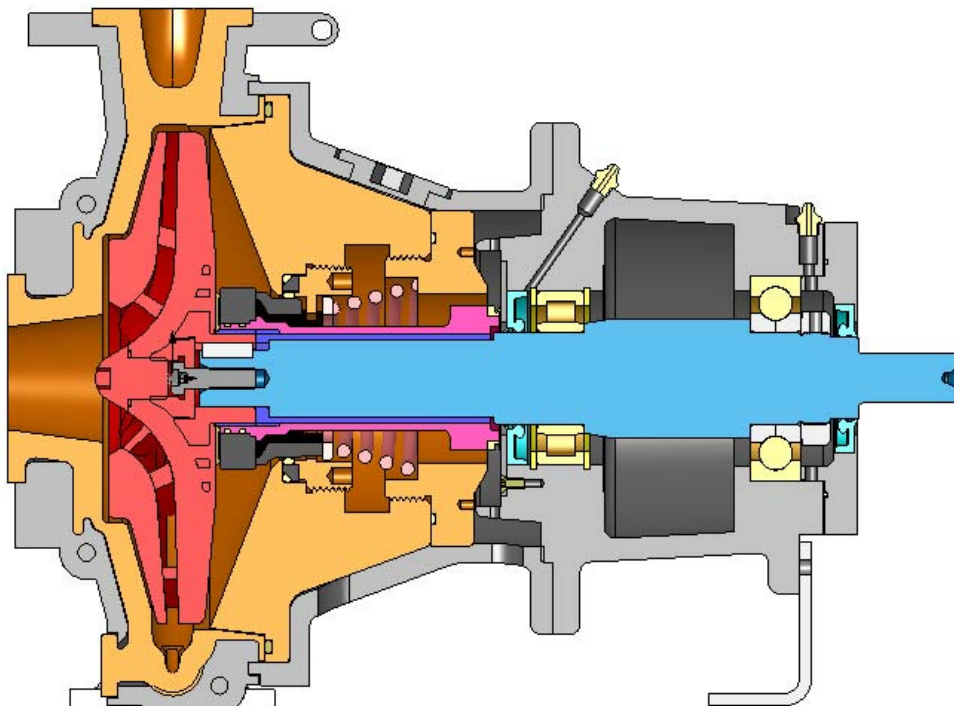


Abbildung 1.2: Pumpe 2

Die Messungen der Kennlinien und der statischen Wanddruckverteilungen erfolgten auf dem Prüfstand der Firma Munsch.

Im einzelnen standen folgende Meßmittel zur Verfügung:

	Typ:	Genauigkeit:
Manometer Druckseite:	HBM PE 200 10 bar	0.2 %
Manometer Saugseite:	HBM PE 200 1bar	0.2 %
Manometer Spiraldruck- verteilung	Keller Digibar	0.1 %
Volumenstrom Pumpe 1:	Endress Hauser Pulsmag V DMI 6532	±1 %

Volumenstrom Pumpe 2:	Endress Hauser Pulsmag V DMI 6430	$\pm 1 \%$
Drehzahl:	Staiger Mohilo 0130/03 AE02	$\pm 0.1 \%$
Drehmoment	Staiger Mohilo 0130/03 AE02 0-200 Nm	$\pm 0.1 \%$
Drehmoment	Staiger Mohilo 0130/03 AE02 0-1000 Nm	$\pm 0.1 \%$

Die Genauigkeitsangaben beziehen sich auf den Meßbereichsendwert.

Zur Ermittlung des inneren Wirkungsgrades wurden die gemessenen Leistungsdaten um eine Abschätzung der mechanischen Verluste nach Gülich[06] korrigiert. Zusätzlich wurde wegen der Ausführung der Gleitringdichtung eine Korrektur nach Erfahrungswerten von 200 W bei 1450 1/min und 400 W bei 2900 1/min durchgeführt.

Zur Darstellung der Zusammenhänge werden weitgehend dimensionsbehaftete Größen verwendet.

Es muß festgestellt werden, daß die getroffenen Aussagen sich nicht uneingeschränkt auf Pumpen anderer spezifischer Drehzahlen oder Strömungsmaschinen anderer Bauart übertragen lassen.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik

Die strömungsmechanischen Grundgleichungen werden kurz vorgestellt, da bei der Darstellung der Bilanzierungsvorschriften auf sie Bezug genommen wird.

2.1.1 Massenerhaltung

Mit der Masse m , der Zeit t , der Dichte ρ und dem Volumen V lautet der Massenerhaltungssatz für Kontinua:

$$\frac{D}{Dt} \int_M dm = \frac{D}{Dt} \iiint_{V(t)} \rho dV = 0 \quad (2.1)$$

Die Umformung mittels Reynoldsschem Transporttheorem führt auf:

$$\iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \iint_S \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (2.2)$$

Dabei ist \vec{n} der Normalenvektor und \vec{c} der Vektor der Geschwindigkeiten. Innerhalb dieser Arbeit werden nur Flüssigkeiten bei moderaten Temperaturen und Drücken betrachtet, so daß das erste Integral immer Null beträgt.

Somit ergibt sich der Massenerhaltungssatz für inkompressible Medien:

$$\iint_S \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (2.3)$$

2.1.2 Impulserhaltung

Die resultierende Kraft \vec{F} erhält man mit dem Impulssatz in integraler Form:

$$\frac{D}{Dt} \iiint_{V(t)} \vec{c} \rho dV = \iiint_V \vec{k} \rho dV + \iint_S \vec{t} dS = \vec{F} \quad (2.4)$$

Dabei ist \vec{k} die Volumenkraft und \vec{t} der Vektor der Oberflächenkräfte. Bei der numerischen Berechnung einer Pumpe bleiben die Volumenkräfte in Form der Gravitation in der Regel unberücksichtigt. Deshalb gilt: $\vec{k} = 0$. Die linke Seite der Gleichung kann mittels Reynoldsschem Transporttheorem umgewandelt werden.

$$\frac{D}{Dt} \iiint_{V(t)} (\vec{c} \rho) dV = \iiint_V \frac{\partial(\vec{c} \rho)}{\partial t} dV + \iint_S (\vec{c} \rho)(\vec{c} \cdot \vec{n}) dS \quad (2.5)$$

Damit ergibt sich folgende Form des Impulssatzes:

$$\iiint_V \frac{\partial(\vec{c} \rho)}{\partial t} dV + \iint_S (\vec{c} \rho)(\vec{c} \cdot \vec{n}) dS = \iint_S \vec{t} dS = \vec{F} \quad (2.6)$$

Bei stationären Berechnungen fällt der erste Term auf der linken Seite, der die lokale Änderung der Geschwindigkeit angibt, weg und die Gleichung enthält nur noch Flächenintegrale.

$$\iint_S \vec{c} (\vec{c} \cdot \vec{n}) \rho dS = \iint_S \vec{t} dS = \vec{F} \quad (2.7)$$

2.1.3 Drallsatz / Drehimpulserhaltung

Mit dem Ortsvektor \vec{x} liefert der Drallsatz das Drehmoment \vec{M} :

$$\frac{D}{Dt} \iiint_{V(t)} \vec{x} \times \vec{c} \rho dV = \iiint_V \vec{x} \times \vec{k} \rho dV + \iint_S \vec{x} \times \vec{t} dS = \vec{M} \quad (2.8)$$

Wandelt man die linke Seite wiederum mittels Reynoldsschem Transporttheorem um, so ergibt sich:

$$\iiint_V \frac{\partial}{\partial t} (\vec{x} \times \vec{c}) \rho dV + \iint_S (\vec{x} \times \vec{c})(\vec{c} \cdot \vec{n}) \rho dS = \vec{M} \quad (2.9)$$

Im folgenden geht es häufig um stationäre Berechnungen. Das Volumenintegral auf der linken Seite fällt dann weg und die Gleichung enthält nur noch das Flächenintegral.

$$\iint_S (\vec{x} \times \vec{c})(\vec{c} \cdot \vec{n}) \rho dS = \vec{M} \quad (2.10)$$

2.1.4. Cauchysche Bewegungsgleichung / Navier-Stokessche Differentialgleichungen

Mit dem Spannungstensor \overline{T} kann der Spannungsvektor durch

$$\vec{t} = \vec{n} \cdot \overline{T} \quad (2.11)$$

ausgedrückt werden. Der Impulssatz

$$\frac{D}{Dt} \iiint_{V(t)} \vec{c} \rho dV = \iiint_V \vec{k} \rho dV + \iint_S \vec{t} dS = \vec{F} \quad (2.12)$$

kann durch Umwandlung des zweiten Integrals mittels Gaußschem Integralsatz so umgeformt werden, daß nur noch Volumenintegrale vorhanden sind. Man erhält dann:

$$\iint_S \vec{t} dS = \iint_S \vec{n} \cdot \vec{T} dS = \iiint_V \nabla \cdot \vec{T} dV \quad (2.13)$$

$$\iiint_V \frac{D\vec{c}}{Dt} \rho dV = \iiint_V \vec{k} \rho dV + \iiint_V \nabla \cdot \vec{T} dV = \vec{F} \quad (2.14)$$

und daraus wegen des beliebigen Integrationsbereiches die Differentialform des Impulssatzes oder Cauchy'sche Bewegungsgleichung

$$\rho \frac{D\vec{c}}{Dt} = \rho \frac{\partial \vec{c}}{\partial t} + \rho (\vec{c} \cdot \nabla) \vec{c} = \rho \vec{k} + \nabla \cdot \vec{T} \quad (2.15)$$

Nach Einführung des Cauchy-Poisson-Gesetzes für inkompressible Flüssigkeiten erhält man die Navier-Stokesschen Differentialgleichungen in symbolischer Schreibweise

$$\rho \frac{D\vec{c}}{Dt} = \rho \frac{\partial \vec{c}}{\partial t} + \rho (\vec{c} \cdot \nabla) \vec{c} = \rho \vec{k} - \nabla p + \mu \Delta \vec{c} \quad (2.16)$$

Für die kartesischen Koordinaten ausgeschrieben lauten sie:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial c_x}{\partial t} + \rho c_x \frac{\partial c_x}{\partial x} + \rho c_y \frac{\partial c_x}{\partial y} + \rho c_z \frac{\partial c_x}{\partial z} &= \rho k_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 c_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c_x}{\partial z^2} \right) \\ \rho \frac{\partial c_y}{\partial t} + \rho c_x \frac{\partial c_y}{\partial x} + \rho c_y \frac{\partial c_y}{\partial y} + \rho c_z \frac{\partial c_y}{\partial z} &= \rho k_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 c_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c_y}{\partial z^2} \right) \\ \rho \frac{\partial c_z}{\partial t} + \rho c_x \frac{\partial c_z}{\partial x} + \rho c_y \frac{\partial c_z}{\partial y} + \rho c_z \frac{\partial c_z}{\partial z} &= \rho k_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 c_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (2.17)$$

2.1.5 Bewegungsgleichungen im Relativsystem

Bei der Berechnung von rotierenden Strömungsmaschinen ist es sinnvoll, die Bewegungsgleichungen im rotierenden System zu formulieren. Im Gegensatz zu den Absolutgeschwindigkeiten, die mit \vec{c} bezeichnet wurden, kennzeichnet man Relativgeschwindigkeiten mit \vec{w} . Mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\Omega}$ lauten die Cauchyschen Bewegungsgleichungen im Relativsystem:

$$\rho \frac{D\vec{w}}{Dt} = \rho \frac{\partial \vec{w}}{\partial t} + \rho (\vec{w} \nabla) \vec{w} = \rho \vec{k} + \nabla \cdot \vec{T} -$$

$$(\rho \vec{a} + 2\rho \vec{\Omega} \times \vec{w} + \rho \vec{\Omega} \times \vec{\Omega} \times \vec{x} + \rho \frac{d\vec{\Omega}}{dt} \times \vec{x}) \quad (2.18)$$

Der Vektor \vec{a} gibt die Führungsbeschleunigung an. Sie ist bei der Berechnung einer Pumpe natürlich Null. Auch der letzte Term, der den Einfluß der Änderung der Winkelgeschwindigkeit angibt, ist bei Berechnungen mit konstanter Drehzahl Null. Somit bleiben der Term der Zentrifugalkraft $\vec{\Omega} \times \vec{\Omega} \times \vec{x}$ und der Anteil der Corioliskraft $2\vec{\Omega} \times \vec{w}$.

Damit lauten die Navier-Stokesschen Differentialgleichungen für den inkompressiblen Fall im stationär rotierenden System in symbolischer Schreibweise

$$\rho \frac{D\vec{w}}{Dt} = \rho \frac{\partial \vec{w}}{\partial t} + \rho (\vec{w} \nabla) \vec{w} + 2\rho \vec{\Omega} \times \vec{w} +$$

$$\rho \vec{\Omega} \times \vec{\Omega} \times \vec{x} = \rho \vec{k} - \nabla p + \mu \Delta \vec{w} \quad (2.19)$$

oder für die einzelnen Koordinatenrichtungen bei Rotation um die Z-Achse ausgeschrieben

$$\begin{aligned}
& \rho \frac{\partial w_x}{\partial t} + \rho w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + \rho w_z \frac{\partial w_x}{\partial z} - 2\rho\Omega w_y - \rho\Omega^2 x = \\
& \rho k_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right) \\
& \rho \frac{\partial w_y}{\partial t} + \rho w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} + \rho w_z \frac{\partial w_y}{\partial z} + 2\rho\Omega w_x - \rho\Omega^2 y = \\
& \rho k_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial z^2} \right) \\
& \rho \frac{\partial w_z}{\partial t} + \rho w_x \frac{\partial w_z}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial w_z}{\partial y} + \rho w_z \frac{\partial w_z}{\partial z} = \\
& \rho k_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} \right)
\end{aligned} \tag{2.20}$$

2.2 Turbulenzmodellierung

Die meisten in der Technik vorkommenden Strömungen sind turbulent. Turbulente Strömungen sind immer instationär und dreidimensional. Die Physik dieser Strömungen wird durch die Navier-Stokesschen Differentialgleichungen grundsätzlich exakt wiedergegeben. Zur direkten Berechnung (direkte numerische Simulation) sind sie jedoch noch nicht geeignet. Die notwendige feine räumliche und zeitliche Auflösung überfordert die Rechenleistung der in absehbarer Zeit zur Verfügung stehenden Computer bei weitem (Schäfer[22]).

Ein Ausweg könnte die Grobstruktursimulation ("Large-Eddy"-Simulation, LES) sein. Hierbei werden die großen Turbulenzstrukturen berechnet, die feinen Strukturen durch Turbulenzmodelle erfaßt. Problematisch sind Wandzonen, da hier die relativ gesehen großen Turbulenzballen im Vergleich zum gesamten Problemgebiet feine Gitterauflösungen erfordern. Daher sind diese Verfahren für den industriellen Einsatz noch wenig geeignet.

Die Verwendung von statistischen Turbulenzmodellen dagegen stellt einen praktikablen Weg der numerischen Berechnung von Strömungen dar. Ausgangspunkt hierfür sind die Reynoldsschen Gleichungen, die durch zeitliche Mittelung der Navier-Stokesschen Differentialgleichungen für Masse und Impuls entstehen. Zu deren Herleitung unterteilt man die Größen u , p usw. in einen Mittelwert \bar{u} und einen Schwankungsanteil u' .

$$u = \bar{u} + u' \tag{2.21}$$

Es können stationäre aber auch statistisch instationäre Strömungen berechnet werden. Bei den nachfolgend angegebenen Größen handelt es sich immer um gemittelte Größen. Daher wird auf die Querstriche verzichtet. Nur Korrelationen sind durch Querstriche gekennzeichnet. Außerdem wird die Indexnotation unter Beachtung der Einsteinschen Summenkonvention verwendet. Geschwindigkeiten werden in diesem Kapitel mit u bezeichnet.

Die Reynoldsschen Gleichungen für turbulente Strömungen lauten:

Massenerhaltung:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.22)$$

Impulserhaltung:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho g_i - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{\rho u_i u_j}}{\partial x_j} \quad (2.23)$$

mit dem viskosen Spannungstensor:

$$\tau_{ij} = \mu * \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.24)$$

μ ist die dynamische Viskosität.

Die gegenüber den Navier-Stokesschen Differentialgleichungen neu erscheinenden Trägheitsterme in den Impulsgleichungen, die sogenannten Reynoldsschen Spannungen, führen dazu, daß das Gleichungssystem nicht mehr geschlossen ist. Man spricht von turbulenter Scheinreibung. Die Aufgabe der Turbulenzmodellierung besteht nun in der Beschreibung der neu entstandenen Terme. Die meisten zur Modellierung dieser Größen eingesetzten Verfahren beruhen auf der Wirbelviskositätshypothese. Sie lautet für inkompressible Medien:

$$\overline{\tau_{ij}} = -\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.25)$$

mit der turbulenten kinetischen Energie k :

$$k = \frac{\overline{u_i' u_i'}}{2} \quad (2.26)$$

Bei der hier eingeführten turbulenten Viskosität (oder auch Wirbelviskosität) μ_t handelt es sich um eine Austauschgröße, die in keinem physikalischen

Zusammenhang mit der dynamischen Viskosität steht. Generell klassifiziert man Turbulenzmodelle nach der Anzahl der zu lösenden Differentialgleichungen zur Bestimmung der Wirbelviskosität. Nullgleichungsmodelle verwenden algebraische Beziehungen. Sie sind recht einfach in der Formulierung, berücksichtigen jedoch nur lokale Geschwindigkeitskomponenten und nicht das Verhalten der Strömung stromauf oder stromab.

Eingleichungsmodelle lösen eine Differentialgleichung, beispielsweise für die zeitlich gemittelte Turbulenzenergie, und verwenden eine zweite algebraische Gleichung für den Längenmaßstab.

Die in der Praxis am häufigsten eingesetzten Zweigleichungsmodelle werden nachfolgend etwas ausführlicher erläutert. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, Reynolds-Spannungsmodelle einzusetzen. Sie enthalten separate Gleichungen für die Reynoldsschen Spannungen, sind allerdings aufwendiger und weniger getestet.

2.2.1 Zweigleichungsmodelle

Zweigleichungsmodelle stellen hinsichtlich Aufwand und Genauigkeit einen guten Kompromiß für Berechnungen in der Industrie dar. Alle Berechnungen innerhalb dieser Arbeit werden mit dem Shear-Stress-Transport-Modell (SST Modell; Menter[14], Menter[15]) durchgeführt. Da es sich hierbei um eine Kombination von zwei Basismodellen handelt, werden die zugrunde liegenden Turbulenzmodelle kurz vorgestellt.

k - ε Turbulenzmodell

Das am häufigsten eingesetzte Modell bei Strömungsberechnungen ist das k - ε Turbulenzmodell von Launder und Spalding[09]. Es enthält zwei Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und deren Dissipationsrate ε.

Die turbulente Viskosität wird gebildet mit:

$$\mu_t = \rho c_\mu l_t \sqrt{k} = \rho c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.27)$$

$$c_\mu = 0.09$$

Die Wirbelviskosität ergibt sich zu:

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho}$$

Mit der Turbulenzdissipation:

$$\varepsilon = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l_t} \quad (2.28)$$

können die Gleichungen angegeben werden:

$$\frac{D \rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \rho \varepsilon \quad (2.29)$$

$$\frac{D \rho \varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\varepsilon}{k} \left(c_{\varepsilon 1} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon \right) \quad (2.30)$$

Konstanten - Satz Φ_0 :

$$\sigma_k = 1.0$$

$$\sigma_\varepsilon = 1.3$$

$$c_{\varepsilon 1} = 1.44$$

$$c_{\varepsilon 2} = 1.92$$

Dieses Modell zeigt ein sehr gutes Verhalten bei der Berechnung von freien Scherströmungen, besitzt jedoch einige Schwächen. An Staupunkten entsteht eine deutlich überhöhte Turbulenzproduktion. Ablösungen werden nicht oder zu gering vorhergesagt und das Modell ist unsensibel gegenüber Stromlinienkrümmungen und Systemrotation. Die Berechnung von Strömungen gegen Druckanstieg bereitet Probleme. Oft entstehen zu optimistische Maschinencharakteristiken.

k - ω Modell

Ein weiteres weit verbreitetes Modell ist das k - ω - Modell von Wilcox[30]. Es verwendet die Gleichung für die turbulente kinetische Energie k und eine Gleichung für die spezifische Dissipationsrate ω .

$$\frac{D \rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_s \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \sigma_{k1} \mu_t \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (2.31)$$

$$\frac{D \rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma_1}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_1 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \sigma_{\omega 1} \mu_t \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) \quad (2.32)$$

Wirbelviskosität:

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} = \frac{k}{\omega} \quad (2.33)$$

Konstanten - Satz Φ_1 :

$$\sigma_{k1} = 0.5$$

$$\sigma_{\omega 1} = 0.5$$

$$\beta_1 = 0.075$$

$$\beta_s = 0.09$$

$$\kappa = 0.41$$

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta_s} - \sigma_{\omega 1} \kappa^2 / \sqrt{\beta_s} \quad (2.34)$$

Das $k - \omega$ Modell ist besser geeignet für die Berechnung verzögerter Strömungen und modelliert Ablösungen deutlich realistischer. Es ist allerdings empfindlich in der Berechnung der turbulenten Außenströmung. Beide Modelle haben Schwierigkeiten bei der Simulation des Fernfeldes von Nachlaufströmungen.

Shear-Stress-Transport-Modell

Aus dem Gedanken, die Vorteile beider Modelle zu nutzen, entstand das Shear-Stress-Transport-Modell, welches in der Formulierung nur wenig komplexer als die Einzelmodelle ist. Es nutzt die Eigenschaften des $k - \omega$ Modells zur Berechnung der Strömung in Wandnähe und verwendet das $k - \varepsilon$ Turbulenzmodell in der Kernströmung. Zusätzlich wird eine besondere Form der Wirbelviskositätsformulierung verwendet.

Ablösungen werden realistischer vorhergesagt. Das SST-Modell wird innerhalb dieser Arbeit verwendet, weil zur Untersuchung des Teillastverhaltens einer Pumpe die bestmögliche Berechnung der Grenzschichten anzustreben ist.

Zur einheitlichen Behandlung wird das $k - \varepsilon$ - Modell durch Anwendung der Kettenregel in eine $k - \omega$ - Formulierung umgewandelt.

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_s \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \sigma_{k2} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\rho\omega}{Dt} = & \frac{\gamma_2}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_2 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \sigma_{\omega 2} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) \\ & + 2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2.36)$$

Im letzten Term zeigt sich der Unterschied zum k - ω - Modell.

Der zu Φ_0 konsistente Satz von Konstanten für das Standard k - ε - Modell lautet:

Konstanten - Satz Φ_2 :

$$\sigma_{k2} = 1.0$$

$$\sigma_{\omega 2} = 0.856$$

$$\beta_2 = 0.0828$$

$$\beta_s = 0.09$$

$$\kappa = 0.41$$

$$\gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta_s} - \sigma_{\omega 2} \kappa^2 / \sqrt{\beta_s} \quad (2.37)$$

Das SST-Modell entsteht aus der Addition der Gleichungen von k - ε und k - ω .

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_s \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (2.38)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\rho\omega}{Dt} = & \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \sigma_{\omega} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) \\ & + 2\rho (1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2.39)$$

Konstanten - Satz Φ_1 , SST - innen:

$$\sigma_{k1} = 0.85$$

$$\sigma_{\omega 1} = 0.5$$

$$\beta_1 = 0.075$$

$$\beta_s = 0.09$$

$$\kappa = 0.41$$

Weiterhin gelten die folgenden Beziehungen:

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta_s} - \sigma_{\omega_1} \kappa^2 / \sqrt{\beta_s} \quad (2.40)$$

$$a_1 = 0.31$$

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_1)} \quad (2.41)$$

$$F_1 = \tanh(\arg_1^2) \quad (2.42)$$

$$\arg_1 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}; \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \quad (2.43)$$

Die Konstanten werden von Satz Φ_1 in Wandnähe zum Satz Φ_2 in der Kernströmung linear mit

$$\Phi = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2 \quad (2.44)$$

transformiert.

Berechnung der wandnahen Strömung

Zur Beschreibung der Grenzschicht verwendet man die folgenden dimensionslosen Größen:

Wandschubspannung: τ_w

$$\text{Wandschubspannungsgeschwindigkeit: } u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.45)$$

$$\text{Dimensionsloser Wandabstand: } y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (2.46)$$

$$\text{Dimensionslose Tangentialgeschwindigkeit: } u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (2.47)$$

Bei einer voll entwickelten turbulenten Strömung kann die Grenzschicht im wesentlichen in zwei Zonen unterteilt werden. Direkt an der Wand, in der viskosen Unterschicht, gilt bis zu einem Wert von $y^+ = 5$ die lineare Beziehung

$u^+ = y^+$. Außerhalb läßt sich das Geschwindigkeitsprofil zwischen einem Wert von ca $y^+ = 30$ bis 300 durch die logarithmische Beziehung

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \log(y^+) + C \quad (2.48)$$

beschreiben. Danach folgt der Übergang in die freie Kernströmung.

Die Aufgabe der wandnahen Modellierung besteht in der Beschreibung dieser Zusammenhänge.

Die Auflösung der viskosen Unterschicht und des Bereiches des logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes erfordert den Einsatz sogenannter Low-Re-Modelle. Der Begriff bezieht sich hierbei auf die turbulente Reynolds-Zahl $Re_t = \frac{k^2}{\mu \varepsilon}$. Beim $k - \varepsilon$ - Modell sind diese Low-Re-Formulierungen jedoch komplex und numerisch aufwendig.

Die Verwendung von logarithmischen Wandfunktionen setzt voraus, daß sich der erste Knoten des Rechnernetzes im vollturbulenten wandnahen Bereich befindet. Diese Bedingung kann jedoch oft nicht erfüllt werden. Die Abhängigkeit vom Wandabstand stellt eine starke Einschränkung bei der Gitterverfeinerung dar.

Einen Ausweg bietet die von Grotjans/Menter[05] vorgeschlagene Wandfunktion, die den ersten Knoten zwischen der viskosen Unterschicht und dem Bereich der Gültigkeit des logarithmischen Wandgesetzes bei $y^+ = 11$ platziert. Trotz der entstehenden Fehler in der Größenordnung der Dicke der Unterschicht bietet diese Formulierung den Vorteil, daß konsistente Gitterverfeinerungen möglich sind.

Beim $k - \omega$ und beim SST-Modell dagegen unterscheiden sich die High- und Low-Re-Formulierungen nicht. Hier besteht die Möglichkeit, in Abhängigkeit von der Gitterdichte, zwischen der Verwendung von Wandfunktionen und Low-Re-Modell umzuschalten. Diese Möglichkeit wird innerhalb der vorliegenden Arbeit benutzt.

2.3 Diskretisierung

Zur numerischen Strömungsberechnung ist es zunächst notwendig, die Differentialgleichungen zu diskretisieren. Hierbei werden die kontinuierlichen Gleichungen durch diskrete Beziehungen ersetzt. Zur numerischen Berechnung stehen Verfahren der Finiten-Differenzen, Finiten-Elemente oder Finiten-Volumen zur Verfügung. Bei der innerhalb dieser Arbeit genutzten Strömungsberechnungssoftware CFX-TASCflow handelt es sich um eine Finite-Volumen-Methode. Mit der integralen Formulierung der Erhaltungsgleichungen erhält man ein konservatives Finite-Volumen-Verfahren. Die Ordnung der verschiedenen Diskretisierungsmethoden klassifiziert man anhand des Vergleiches mit Taylor-Reihenentwicklungen. Verfahren 2. Ordnung haben sich in der Praxis besonders bewährt.

CFX-TASCflow benutzt ein Upwind orientiertes Verfahren (Skew Upstream Differencing Scheme, SUDS). Zur Berechnung der Flüsse über die Kontrollvolumengrenzen wird die Richtung des dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektors berücksichtigt. Durch die Hinzunahme von physikalischen Korrekturgliedern, den sogenannten PAC-Termen (Physical Advection Correction), entsteht ein Verfahren 2. Ordnung.

2.3.1 Zeitdiskretisierung

Innerhalb dieser Arbeit bilden instationäre Berechnungen einen besonderen Schwerpunkt. Instationäre bzw. transiente Berechnungen enthalten zeitabhängige Größen und erfordern damit einen erhöhten Aufwand an Rechenzeit und Speicherplatzbedarf. Die exzellenten Ergebnisse sprechen aber dafür, diesen Mehraufwand in Kauf zu nehmen, da nur mit transienten Verfahren das komplette, von Natur aus instationäre Verhalten der Maschinen simuliert werden kann. Daher soll der Zeitdiskretisierung besondere Aufmerksamkeit gelten.

Die Zeit ist im Gegensatz zu den anderen ortsabhängigen Größen eindeutig orientiert. Zur einfachen Darstellung kann man die Problemstellung in einen zeitabhängigen Term $\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)$ und einen ortsabhängigen Term $(L(\Phi))$ unterteilen.

Dann gilt:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = L(\Phi) \quad (2.49)$$

Nachfolgend steht der Index n für die Zeitebene. Grundsätzlich unterscheidet man explizite und implizite Diskretisierungsverfahren. Der Unterschied besteht darin, ob auf der rechten Seite der Gleichung die Lösung des neuen Zeitschrittes mit einbezogen ist oder nicht.

Das explizite Euler-Verfahren 1. Ordnung kann über eine Vorwärtsdifferenz definiert werden:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\Phi(t^{n+1}) - \Phi(t^n)}{\Delta t^n} = L(\Phi(t^n)) \quad (2.50)$$

Die Diskretisierung auf der rechten Seite berücksichtigt nur zurückliegende Zeitebenen. Ein Vorteil besteht darin, daß die Gleichung direkt nach $\Phi(t^{n+1})$ auflösbar ist. Ein Nachteil dieser Methode ergibt sich dadurch, daß die räumliche Ausbreitungsgeschwindigkeit von Informationen begrenzt ist. Der Zeitschritt muß der Gitterweite angepaßt werden. Dadurch sind oft nur sehr begrenzte Zeitschrittweiten möglich. Explizite Verfahren neigen zur Instabilität, da sie nur geringe Dämpfungseigenschaften besitzen.

Dagegen entsteht das implizite Euler-Verfahren 1. Ordnung durch eine Rückwärtsdifferenz.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\Phi(t^{n+1}) - \Phi(t^n)}{\Delta t^n} = L(\Phi(t^{n+1})) \quad (2.51)$$

Auf der rechten Seite des Gleichungssystems stehen die Größen in Abhängigkeit von der neuen Zeitebene $n+1$. Dies führt dazu, daß eine direkte Auflösung nach $\Phi(t^{n+1})$ nicht mehr möglich ist. Es muß das komplette Gleichungssystem gelöst werden. Zusätzlich zur erhöhten Rechenzeit benötigt dieses Verfahren noch mehr Speicherplatz. Dagegen gibt es jedoch auch klare Vorteile, die für den Einsatz des impliziten Verfahrens sprechen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Informationen ist nicht mehr von der Gitterweite abhängig. Somit können deutlich größere Zeitschritte gewählt werden. Dies und die besseren Dämpfungseigenschaften wiegen die Nachteile des größeren numerischen Aufwandes deutlich auf.

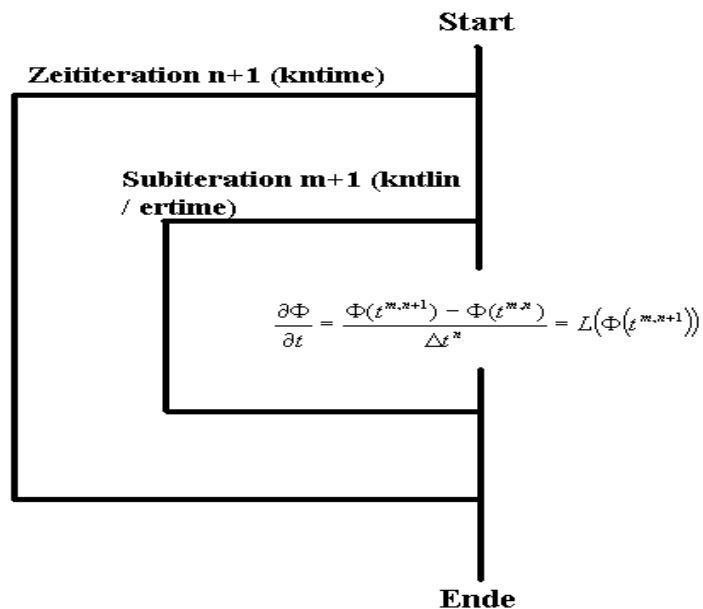
Auch bei der Zeitdiskretisierung besteht die Möglichkeit, Verfahren höherer Ordnung anzuwenden. Durch Einbeziehung einer weiteren Zeitebene entsteht ein Verfahren 2. Ordnung unter Verwendung von parabolischen Beziehungen.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{3\Phi(t^{n+1}) - 4\Phi(t^n) + \Phi(t^{n-1})}{2\Delta t^n} = L(\Phi(t^{n+1})) \quad (2.52)$$

Ein solches Verfahren ist auch in dem Programm CFX-TASCflow enthalten. Bei Zeitschritten, die einer Rotordrehung von mehr als 1.5° entsprechen, wurde dieses Verfahren jedoch instabil. Die Lösungen für die Berechnung mit den Verfahren 1. und 2. Ordnung bei 1.5° unterscheiden sich nicht sichtbar. Generell wurden alle transienten Berechnungen daher mit dem impliziten Euler-Zeitschrittverfahren 1. Ordnung durchgeführt.

Der Ablauf einer transienten Berechnung erfolgt in zwei Ebenen. In der Subiterationsebene werden die Gleichungen bei konstantem Zeitparameter n gelöst. Die Begrenzung für die inneren Schleifen bilden entweder das vorgegebene Residuum oder die Vorgabe der maximalen Anzahl an Iterationen.

Bei den meisten Berechnungen zeigt sich, daß die Zahl von 3 - 6 Iterationen ausreichend ist, um sehr gute Ergebnisse zu erzielen. Für einzelne Testfälle wurde die Anzahl der inneren Iterationen freigegeben und nur durch das vorgegebene maximale lokale Residuum von 1×10^{-4} begrenzt. Hier lassen sich keine signifikanten Verbesserungen in den Ergebnissen erkennen. In der äußeren Zeititerationsschleife erfolgt der Übergang zur neuen Zeitebene.



Zu Beginn einer zeitabhängigen Berechnung ist immer eine Startlösung für den Zeitpunkt t^0 notwendig. Hier zeigt sich, daß die Qualität der transienten Ergebnisse, insbesondere das schnelle Streben zu einer stabilen instationären, oft periodischen Lösung, wesentlich von der Art der Startlösung abhängig ist. Als besonders geeignet für eine Berechnung der kompletten durchströmten Komponenten erwiesen sich gut konvergierte Lösungen, die mit einem stationären Verfahren berechnet wurden.

2.3.2 Lösungsverfahren

Die Reynolds-Gleichungen liefern drei Beziehungen für den Impuls. Sie formulieren Abhängigkeiten für die drei Geschwindigkeitskomponenten, den Druck und die turbulenten Größen. Die Massenerhaltungsgleichung enthält aber nur Beziehungen zwischen den Geschwindigkeitskomponenten. Bei der Formulierung des Gesamtsystems fällt durch das Fehlen des Druckes in der Massenerhaltung auf, daß eigentlich keine brauchbare Gleichung für den Druck vorhanden ist. Deshalb wurden Algorithmen entwickelt, die den Druck mit den Geschwindigkeiten verbinden. Die bekanntesten Verfahren sind SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations, Patankar und Spalding 1972) oder SIMPLEC (Van Doormal und Raithby 1984). Die entstehenden Gleichungen können sequenziell oder simultan gekoppelt gelöst werden. Das Programm CFX-TASCflow arbeitet mit einem gekoppelten Verfahren zur simultanen Lösung der vier Beziehungen. Nach der separaten Lösung der zwei Gleichungen für die Turbulenzgrößen k und ε bzw. k und ω erfolgt die Lösung der Impuls- und der Massenerhaltungsgleichungen gekoppelt.

Unterrelaxation

Sowohl beim Einsatz von Druckkorrekturverfahren als auch beim simultan gekoppelten Algorithmus ist in der Regel Unterrelaxation notwendig, um Konvergenz zu erzielen. Das Prinzip besteht hierbei darin, die Änderung einer Größe von einem zum nächsten Berechnungsschritt zu reduzieren. Hat man das Ergebnis des $m+1$ -ten Schrittes erhalten, übernimmt man nur einen gewissen Anteil der Veränderung der verschiedenen Größen von m zu $m+1$ zur weiteren Berechnung. Da bei der Formulierung dieser Art der Unterrelaxationstechnik eine ähnliche Gleichungsstruktur entsteht, wie bei der Lösung der zeitabhängigen Gleichungen, läßt sich auch bei stationären Problemen ein Zeitschritt einführen. Dieser steuert dann die Relaxation.

Konvergenzkriterium

Bei der Lösung eines Gleichungssystems kommen wegen der hohen Anzahl an Unbekannten meist nur iterative Verfahren zum Einsatz. CFX-TASCflow verwendet das ILU-Verfahren (Incomplete Lower Upper-Zerlegung), das eine unvollständige Zerlegung des Systems in eine untere Dreiecksmatrix L und eine obere Dreiecksmatrix U durchführt. Die Lösung wird abschließend durch ein Vorwärts- Rückwärtseinsetzen ermittelt. Dieses Verfahren zeichnet sich durch besondere Robustheit aus. Das lokale maximale Residuum der Impuls- und Massenerhaltungsgleichung wird bei allen stationären Berechnungen in dieser Arbeit als Kriterium für Konvergenz verwendet. Alle erläuterten Ergebnisse wurden bis auf einen Wert von 1×10^{-4} für das maximale Residuum herunter berechnet.

2.4 Gittergenerierung / Diskretisierung der Geometrie

Zur numerischen Berechnung einer Strömung ist es notwendig, die zu untersuchende Geometrie zu diskretisieren. Hierbei wird der kontinuierliche Raum in endlich viele Elemente unterteilt. Häufig werden Hexaeder, Tetraeder, Pyramiden oder Prismen als Elementtypen verwendet.

Grundsätzlich unterscheidet man je nach logischer Anordnung strukturierte und unstrukturierte Gitter. Unstrukturierte Gitter zeichnen sich durch eine unregelmäßige Anordnung der Gitterpunkte aus. Im Dreidimensionalen werden häufig Tetraederelemente eingesetzt. Die hohe Flexibilität erlaubt es leicht, kritische Bereiche fein aufzulösen. Allerdings sind die Nachbarschaftsbeziehungen der einzelnen Elemente nicht einfach zu definieren.

In strukturierten Gittern dagegen werden die Elemente regelmäßig angeordnet. Es entsteht eine eindeutige Zuordnung des kontinuierlichen Raumes in X, Y und Z zum diskreten strukturierten Raum I, J und K. Die Zuordnung zu den Nachbarelementen gestaltet sich sehr einfach. Meist kommen Hexaedernetze zum Einsatz. Die Gittererzeugung mit diesem Elementtyp ist zwar schwierig zu automatisieren, bietet jedoch bei Strömungsberechnungen mit dem Finite-Volumen-Verfahren Vorteile. Besonders Scherschichten lassen sich gut auflösen. Speicherplatzbedarf und Rechenzeit pro Gitterpunkt sind gering. Viele komplizierte Geometrien eignen sich aber nicht direkt für eine Abbildung in dieser einfachen Weise in ein strukturiertes Netz.

Der Einsatz von blockstrukturierten Gittern stellt eine Mischform dar und erlaubt es, die Vorteile beider Verfahren zu nutzen. Hierbei wird die Geometrie in verschiedene Blöcke unterteilt, die über die Randgeometrien miteinander verbunden sind. Die Knoten dieser Randgeometrien können 1 : 1 miteinander verbunden werden. Dies ist jedoch nicht zwingend erforderlich. Die einzelnen Blöcke besitzen die klassische regelmäßige Struktur.

Bei der Erstellung der einzelnen Blöcke kommen in der Regel zwei Verfahren der Netzerzeugung zum Einsatz: Differentielle Gittergeneratoren lösen Differentialgleichungen mit Vorgabe der Knoten auf den Berandungen der Blöcke. Diese Verfahren sind mathematisch zwar aufwendig, weil sie iterative Prozesse enthalten, führen aber zu glatten Gittern.

Algebraische Gittergeneratoren benötigen die Vorgabe der Knotenpunkte auf den Blockbegrenzungen und vernetzen dann den auszufüllenden Raum mittels einfachen, oft linearen, Interpolationsvorschriften. Dabei kann recht gut auf die Knotenverteilung im Inneren Einfluß genommen werden, um beispielsweise zu den Wänden hin zu verdichten.

Innerhalb dieser Arbeit werden vom Autor entwickelte blockstrukturierte, algebraische Gittererzeuger eingesetzt. Alle Gitter sind randangepaßt. Dies bedeutet, daß nur die durchströmte Geometrie bis zur Wand vernetzt wird. Eine Ausnahme bildet der Bereich der Schaufel. Er wird mit vernetzt, in der Berechnung jedoch ausgeblockt.

Gitterqualität:

Numerische Gitter zur Strömungsberechnung sollten gewisse Qualitätsanforderungen erfüllen. Grundsätzlich gilt es, für eine gute Qualität der Rechenergebnisse die Knoten so regelmäßig wie möglich anzuordnen. Das Expansionsverhältnis zwischen benachbarten Punkten sollte in den Grenzen von 0.5 bis 2.0 bleiben. Die Verdichtung in Bereichen hoher Gradienten oder in der Nähe von Wänden kann mittels geometrischer Reihen durchgeführt werden. Gitterknicken sind zu vermeiden. Es empfiehlt sich, das Flächenverhältnis der Elementabmessungen (Aspect ratio) unter dem Wert von 100 zu halten. Liegen bereits grobe Kenntnisse über das Bild der Strömung vor, ist es anzustreben, die Knoten entlang von Stromlinien anzuordnen. Ein Kriterium, welches das Verhalten der Berechnung wesentlich beeinflusst, ist bei Verwendung von Hexaederelementen die Verzerrung der Elemente. Die Gitterwinkel sollten sich möglichst nahe 90° befinden und in jedem Fall in den Grenzen zwischen 20° und 160° gehalten werden.

Gittergröße

Numerische Berechnungen müssen natürlich möglichst gute Ergebnisse liefern. Die Qualität der Ergebnisse kann durch die Wahl der Gittergröße entscheidend beeinflusst werden. Ideal ist eine komplette Unabhängigkeit von der Gitterauflösung. Um dies zu beurteilen führt man Berechnungen mit unterschiedlich großen Netzen aus, bis sich die Ergebnisse nicht mehr verändern. Sollte dies nicht möglich sein, kann man aus Berechnungen, die mit den Gitterweiten h , $2h$ und $4h$ durchgeführt wurden, eine gitterunabhängige Lösung schätzen (Richardson-Extrapolation, Schäfer [22]). In der Industriep Praxis ist man natürlich stark an der Wirtschaftlichkeit der Berechnungen orientiert. Daher wird in dieser Arbeit anhand einer Gittervariante untersucht, inwieweit man die Gittergröße bei instationären Berechnungen reduzieren kann, um noch gute Ergebnisse zu erhalten.

2.4.1 Laufradgitter

Ausgangspunkt der Gittererzeugung für das Laufrad ist die Definition der Schaufeloberflächen, der Nabe und der Deckscheibe in einem ersten Berechnungsprogramm. Es folgt die Geometriedatenübergabe an die Gittergenerierungsprogramme. Die winkelgetreue konforme Abbildung (siehe Kapitel 3) der Geometrie erleichtert die Vernetzung von Nabe und Deckscheibe. Eine separate Vernetzung einzelner Zwischenebenen ist wegen der fertigungsbedingten Regelflächenbeschaukelungen nicht notwendig. Anschließend an die Rücktransformation in den dreidimensionalen Raum erfolgt die Vernetzung des Kanals mit Knotenverdichtungen zu Nabe und Deckscheibe. Die Abbildungen 2.4.1 und 2.4.2 zeigen einen Meridianschnitt und eine Hauptansicht des so entstandenen Schaufelgitters.

Zur Vernetzung des kompletten Laufrades sind die druck- und saugseitigen Begrenzungsknoten rotationssymmetrisch angeordnet, um eine 1 : 1 Vernetzung am Umfang zu ermöglichen. Bei Einzelkanalberechnungen wird das numerische

Gitter immer auf den 1.5-fachen Laufradaustrittsdurchmesser nach außen verlängert.

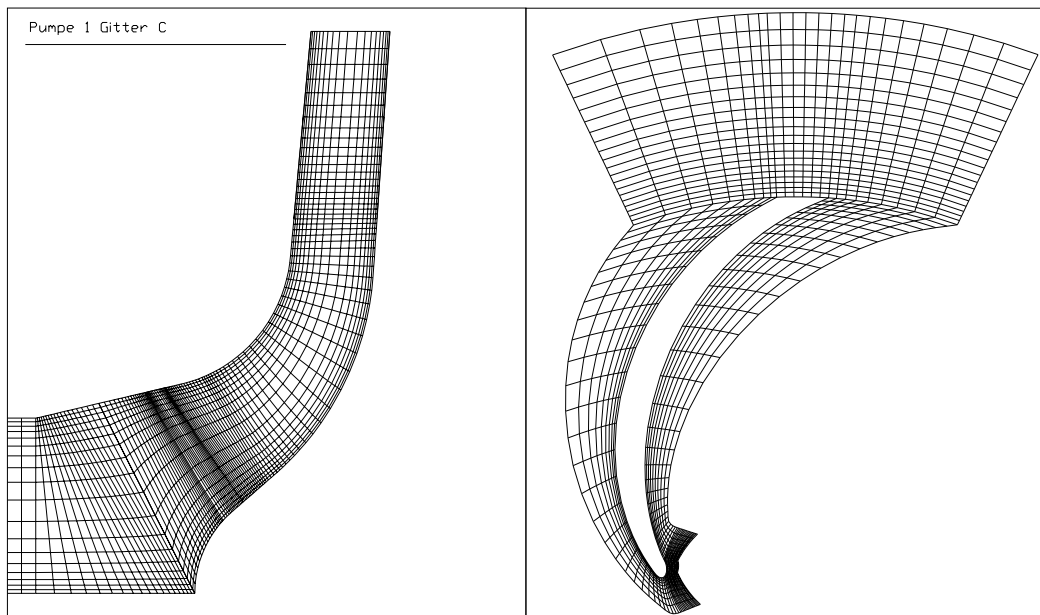


Abbildung 2.4.1: Gitter C Pumpe 1

Abbildung 2.4.2: Gitter C Pumpe 1

Besondere Schwierigkeiten, das Kriterium der Winkelbegrenzung einzuhalten, entstehen bei der Modellierung der Schaufelvorderkante. Hierbei ist die optimale Gestaltung des durch die Schaufel hindurch verlaufenden Mittelblockes besonders wichtig. Abbildung 2.4.3 zeigt eine typische Vorderkantenmodellierung.

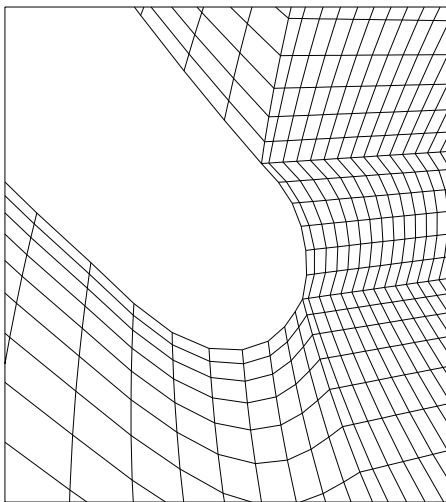


Abbildung 2.4.3: Vorderkante Gitter C Pumpe 1

Die Vernetzung des Radseitenraumes erfolgt mittels einfacher Rechteckblöcke. In Umfangsrichtung werden diese anschließend so verzerrt, daß hier eine 1 : 1 Verbindung der Knoten in der Eintrittsebene am Saugmund und am Laufradaustritt möglich ist. Aufgrund des extremen, fertigungsbedingten Erweiterungsverhältnisses zwischen Schaufelaustrittsbreite und Spiralbreite wird bei Berechnungen mit Radseitenraum der Bereich außerhalb des Austrittsdurchmessers axial verengt, um bei der numerischen Berechnung das Auftreten von Rezirkulationen am Austrittsquerschnitt zu vermeiden, die das Berechnungsergebnis negativ beeinflussen.

Die Verengung wurde so gewählt, daß am Gitteraustritt eine zu den Verhältnissen an der Austrittskante vergleichbare Radialgeschwindigkeit herrscht.

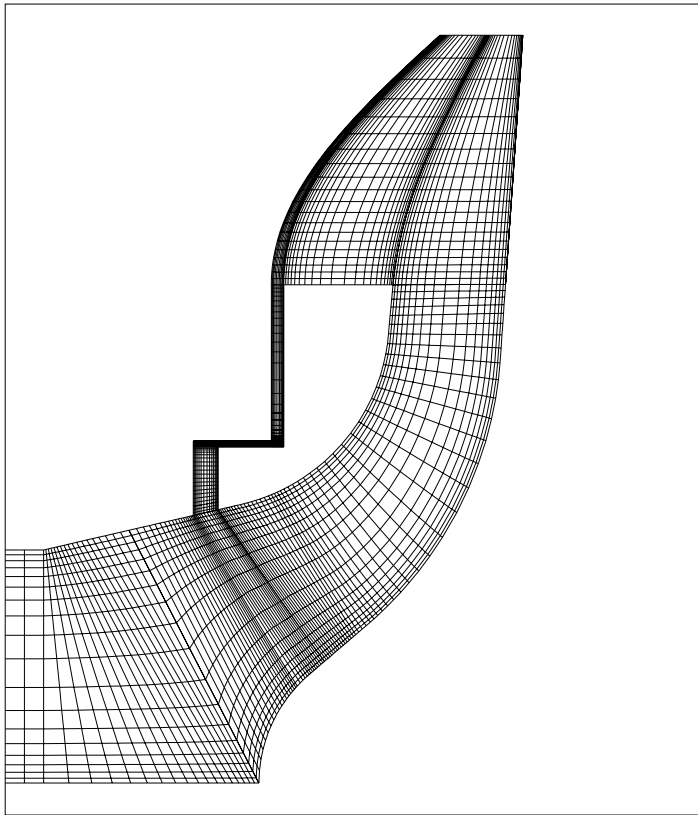


Abbildung 2.4.4: Meridianansicht Gitter C mit Radseitenraum Saugseite Pumpe 1

Im Eintrittsbereich des Verlustvolumenstromes auf der Saugseite wurde auf eine besonders feine Gitterauflösung geachtet, da hier, verursacht durch die großen kunststoffspezifischen Spaltweiten, besondere Effekte vorherrschen.

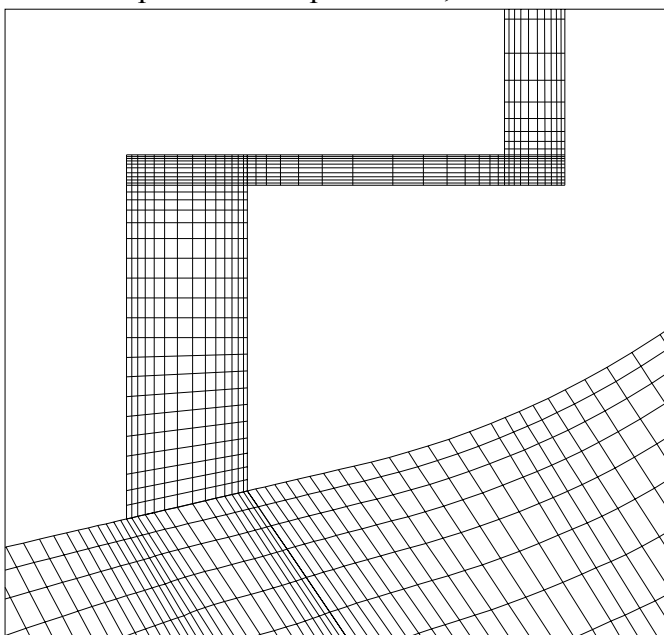


Abbildung 2.4.5: Gitter Radseitenraum Saugseite Pumpe 1

Zur Untersuchung des Gittereinflusses werden folgende Varianten der Pumpe 1 berechnet:

	Schaufelkanal I , J ,K	Gittergröße mit Radseitenräumen
Gitter A:	45:17:15 = 11475	39627
Gitter B:	56:21:17 = 19992	69699
Gitter C:	67:25:19 = 31825	112025

I : Variable in Strömungsrichtung

J: Variable von Druck- zu Saugseite

K: Variable von Nabe zu Deckscheibe

2.4.2 Spiralgitter

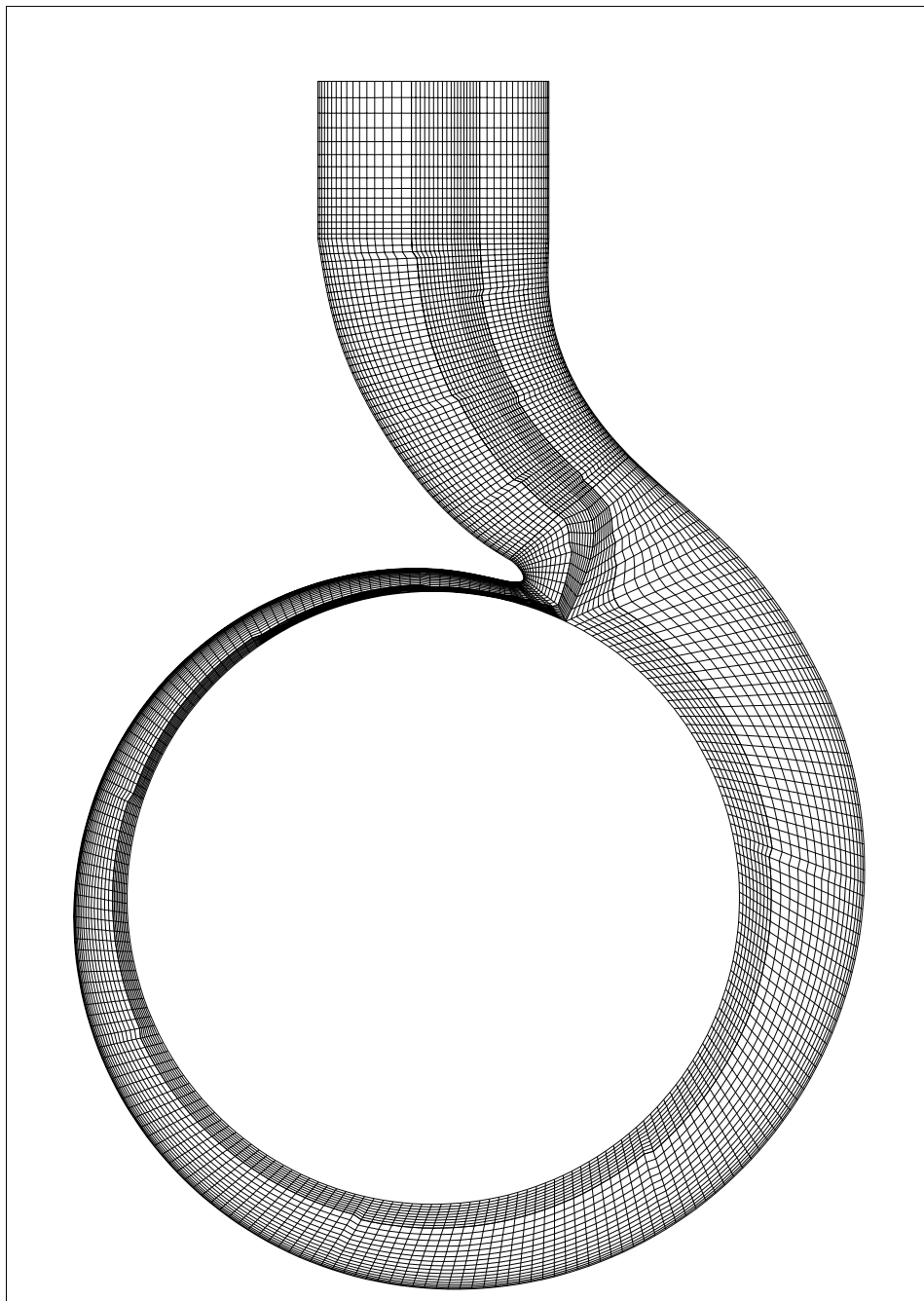


Abbildung 2.4.6: Spiralgitter 250000 Pumpe 1

Auch bei der Vernetzung der Spirale bildet ein klassisches Auslegungsprogramm die Basis für die Daten zur Netzerzeugung. Nach der dreidimensionalen Definition der Spirale und des anschließenden Druckstutzens werden die Oberflächen wiederum an ein Gittergenerierungsprogramm übergeben. Um die Geometrie mittels einfacher Blöcke zu vernetzen, wird eine Trennlinie durch den Druckstutzen definiert, die in einem Winkel von ungefähr 90° auf die innere lauftradseitige Begrenzung trifft. Mit dieser Trennlinie ist es möglich, eine einzelne Blockstruktur zu erzeugen, die auf der Zungenseite des Druckstutzens beginnt, um diese und das Laufrad herum verläuft und dann auf der zungenabgewandten Seite wiederum in den Druckstutzen eintritt.

Zuerst erfolgt die Unterteilung der Knoten auf den Oberflächen und anschließend die Vernetzung des Innenbereiches mit mehreren, um einen rechteckigen Kernbereich angeordneten Blöcken. Um der Strömung einen Ausgleich der ungleichförmigen Geschwindigkeitsanteile zu ermöglichen, wird das Gitter um den dreifachen Druckstutzendurchmesser über die Pumpe hinaus verlängert. Die Spiraleintrittsgeometrie ist schon für das Einfügen des Laufrades zur Erzeugung eines kompletten Gitters geeignet.

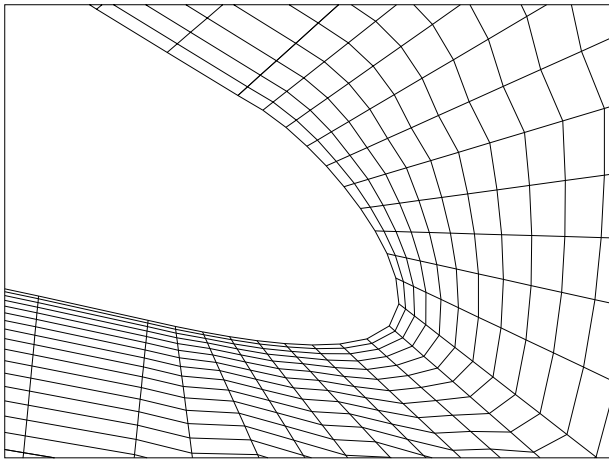


Abbildung 2.4.7: Spiralzunge Pumpe 1

Folgende Spiralgittervarianten der Pumpe 1 werden betrachtet:

Bezeichnung:	Knoten pro Querschnitt:	Querschnitte:	Gittergröße
Gitter 30000	160	200	32000
Gitter 250000	610	401	244610

Das extrem kleine Gitter 30000 kommt in der Berechnung der kompletten Komponenten zum Einsatz, liefert dort aber sehr gute Resultate.

2.4.3 Gitter der kompletten strömungsführenden Komponenten

Bei Vernetzung aller durchströmten Komponenten (Laufblad, Spirale, Druckstutzen, Radseitenraum Saugseite und Radseitenraum Druckseite; nachfolgend als 'Komponenten' bezeichnet) wird zunächst aus dem einzelnen Schaufelblock durch Rotation und anschließendem Kopieren ein komplettes Laufbladgitter erzeugt. Um dies nun in die Spirale einzupassen, muß der Gitteraußendurchmesser des Laufbladgitters dem Innendurchmesser der Spirale angeglichen werden. Beiderseits des Schaufelblockes entstehen zwei Zwischenblöcke. Die Schnittstelle zwischen dem rotierenden und dem stationären System befindet sich genau auf halbem Abstand zwischen der Austrittskante des Laufblades und dem engsten Radius an der Zunge. Dies ist die einzige Stelle des gesamten Gitters, an der die Knotenanzahlen der begrenzenden Flächen nicht übereinstimmen. Hier muß bei allen Berechnungen eine geeignete Schnittstelle vorgesehen werden. Um abseits vom Bestpunkt realistische Ergebnisse zu erhalten, wird bei der Modellierung der kompletten Komponenten die Saugleitung auf der Länge des dreifachen Saugstutzendurchmessers vernetzt.

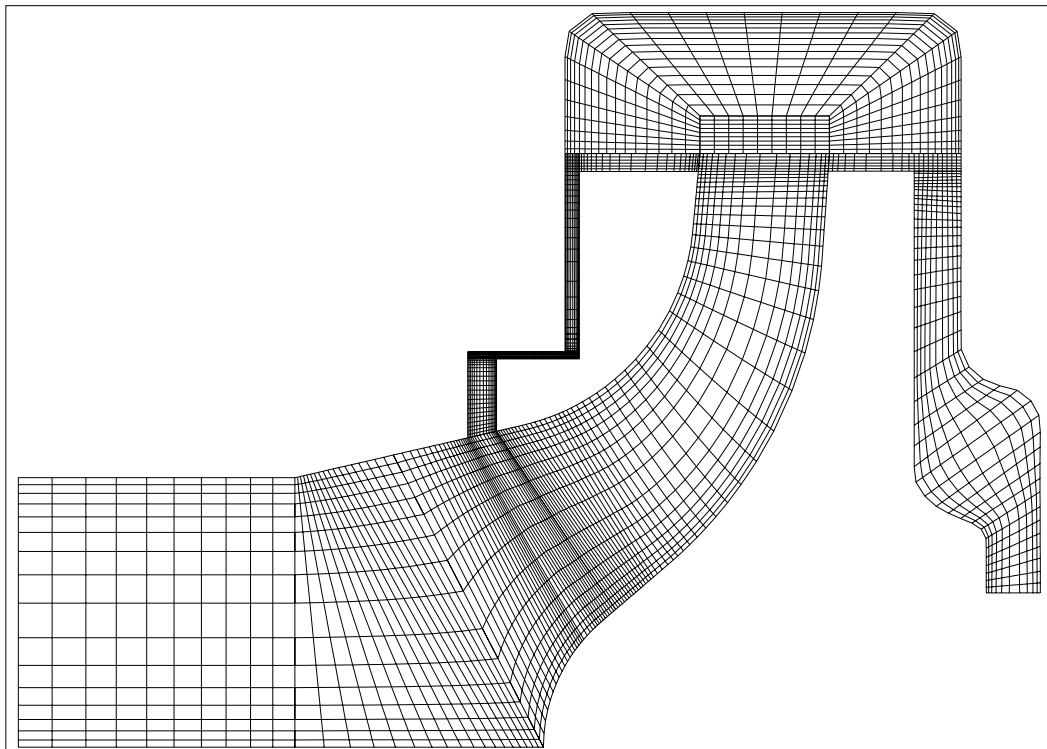


Abbildung 2.4.8: Gitter Meridianschnitt Komponenten 900000 Pumpe 1

Abbildung 2.4.9 zeigt die Hauptansicht des Spiralgitters 900000 der Pumpe 1.

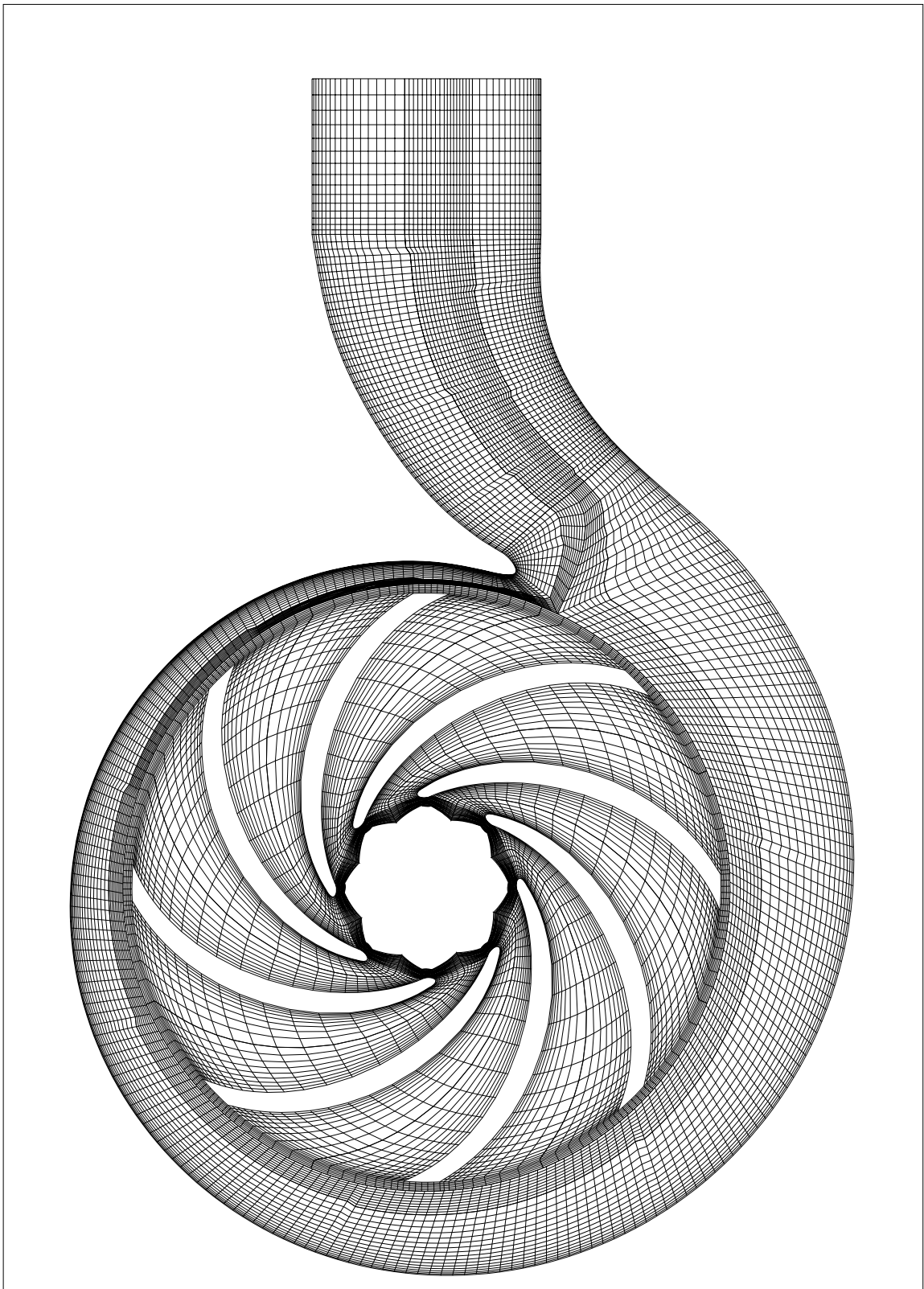


Abbildung 2.4.9: Hauptansicht Gitter 900000 Pumpe 1

Zum Vergleich zeigt Abbildung 2.4.10 das recht kleine Gitter mit ca. 160000 Knoten.

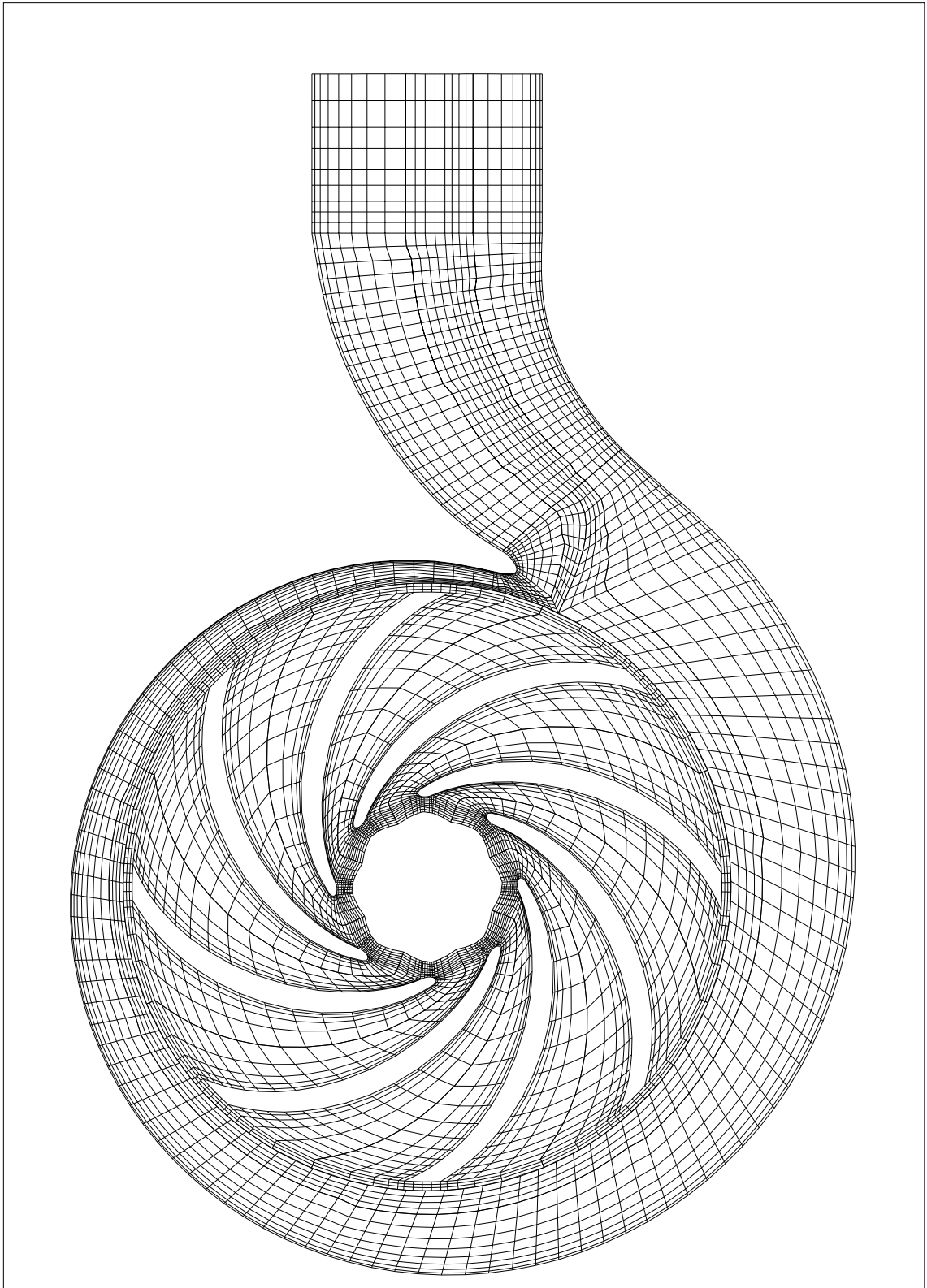


Abbildung 2.4.10: Hauptansicht Gitter 160000 Pumpe 1

Bezeichnung:	Knoten Laufrad	Knoten Spirale	Knoten Komponenten
Gitter 160000	8 * 16535	32000	164280
Gitter 900000	8 * 90425	244610	968010

Hierbei kommt in Gitter 900000 das zuvor dargestellte Spiralgitter 250000 sowie das leicht modifizierte Gitter C aus der Schaufelkanalberechnung zum Einsatz.

Übersicht über die Gittervarianten

Schaufelkanal	Knoten
Gitter A:	39627
Gitter B:	69699
Gitter C:	112025
Sondergitter B2001:	70000

Spirale

Gitter 30000	32000
Gitter 250000	244610

Komponenten

Gitter 160000	164280
Gitter 900000	968010

2.5 Systemrotation

Bei der Berechnung einer Pumpe spielt der Aspekt der Rotation des Laufrades eine außerordentlich wichtige Rolle. Zur Berücksichtigung aller Kräfte werden hier die Gleichungen im rotierenden System gelöst. Es entstehen gegenüber dem nicht rotierenden System die Terme der Zentrifugalkraft und der Corioliskraft.

2.5.1 Einzelkanalberechnungen ohne Radseitenraum

Die Berechnung eines einzelnen Schaufelkanals könnte komplett im rotierenden System erfolgen. In stehenden Zonen ist es jedoch nicht sinnvoll, die durch die Rotation entstehenden Terme mit zu betrachten. Daher werden immer ein oder mehrere stehende Gitterblöcke vorgeschaltet. Der Schaufelblock befindet sich im rotierenden System.

2.5.2 Einzelkanalberechnungen mit Radseitenraum

Zur Berechnung eines Schaufelkanals mit Radseitenraum auf der Saugseite stehen mehrere Varianten zur Verfügung.

Definiert man die Radseitenraumblöcke als stehend, kann man eine innere Schnittstelle zum Übergang vom stehenden auf das rotierende System in den Bereich hinter den Eintritt des Spaltvolumenstromes plazieren. Die äußere Schnittstelle kann am Eintritt der Strömung in den Radseitenraum parallel zur Rotationsachse positioniert werden (Variante 1). Eine zweite Variante ergibt sich, wenn man die innere Schnittstelle vor den Eintritt des Spaltvolumenstromes setzt.

Bei stehendem Radseitenraum benötigt man dann aber eine weitere Schnittstelle am Innenquerschnitt des Spaltes (Variante 2). Diese und die vorherige Variante erweisen sich aber als nicht optimal, da der Eintrittsbereich des Spaltvolumenstromes die kritischste Zone in der Strömungsberechnung mit Radseitenraum ist.

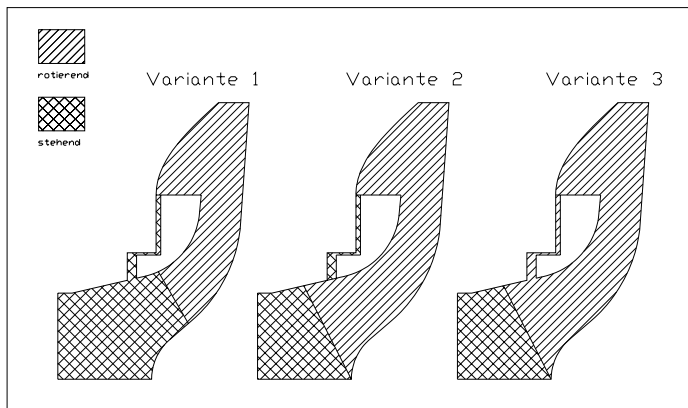


Abbildung 2.5.1: Varianten Einzelkanalberechnungen mit Radseitenraum

Um möglichst wenige Schnittstellen möglichst weit weg von kritischen Bereichen anzuordnen, empfiehlt es sich, den Radseitenraum komplett im rotierenden System zu definieren. Somit benötigt man nur eine einzige Schnittstelle im Bereich des Saugstutzens (Variante 3). Außer den Eintrittsblöcken sind alle anderen Regionen als rotierend definiert. Die gehäusesseitige Wand wird als stationär im Absolutsystem festgelegt.

Beim Vergleich aller drei Varianten zur Überprüfung der korrekten Implementierung ergeben sich gut übereinstimmende Ergebnisse. Es zeigen sich bei dieser Art der stationären Berechnung aber besondere Schwierigkeiten, Konvergenz zu erzielen. Dabei wurde jeweils die Frozen Rotor Option als Schnittstelle gewählt.

2.5.3 Berechnung Komponenten

Zur Berechnung aller durchströmten Komponenten ist es sinnvoll, den Zulauf zum Laufrad und die Spirale im nicht rotierenden System zu berechnen. Damit ist die saugseitige Schnittstelle analog zu Variante 3 positioniert. Die Trennung zwischen dem rotierenden Laufradsystem und den stehenden Spiralblöcken befindet sich auf halbem Abstand zwischen der Schaufelaustrittskante und dem innersten Punkt an der Zunge.

Generell bestehen folgende Möglichkeiten, die Schnittstellen zwischen stehendem und rotierendem System zu definieren:

- Umfangsmittelung (Stage) (stationär)
- Frozen Rotor (stationär)
- Transient Rotor Stator (instationär)

Da die Schnittstellendefinition einen wesentlichen Einfluß auf die Ergebnisse hat, seien die Vor- und Nachteile der Varianten kurz diskutiert.

2.5.3.1 Umfangsmittelung (Stage)

Bei der Umfangsmittelung werden die in die Finite-Volumen-Gleichungen eingehenden Flüsse zwischen stehendem und rotierendem System umfangsgemittelt übergeben. Dies ist nur für stationäre Berechnungen sinnvoll. Da Größenveränderungen in Umfangsrichtung durch die Mittelung weitgehend unterdrückt werden, bestünde keine Möglichkeit, lokale Effekte, wie z. B. die Wechselwirkung einer Schaufel zur Spiralzunge, zu modellieren. Da eine Spirale immer eine ungleichförmige Größenverteilung über dem Winkel verursacht, ist diese Methode für Spiralgehäusepumpen ungeeignet. Wie zu erwarten führen Versuche, eine solche Berechnung auszuführen, nicht zur Konvergenz.

2.5.3.2 Frozen Rotor

Auch bei der Variante Frozen Rotor handelt es sich um eine stationäre Betrachtung. Sie berechnet das Laufrad im rotierenden System, ohne die Position des Laufrades während einer Berechnung zu verändern. Die transienten Terme in den Erhaltungsgleichungen werden vernachlässigt. Im Gegensatz zur Stage Variante werden alle Strömungsgrößen lokal übergeben. Damit können örtliche Wechselwirkungen erfaßt werden. Die Ergebnisse sind aber bei Laufrädern mit wenigen Schaufeln stark abhängig von der Winkelstellung, besonders von der Position der, der Spiralzunge gegenüber stehenden, Schaufel. Um davon unabhängig zu sein, müssen mehrere Berechnungen mit verschiedenen Laufradwinkelstellungen durchgeführt werden.

Nur für die Variante ohne Radseitenraum gelingt es bei den betrachteten Pumpengeometrien, für alle Winkelstellungen das geforderte Konvergenzkriterium zu erreichen.

2.5.3.3 Rotor Stator / True Transient

Gesteuert durch die Wahl des Zeitschrittes rotiert das Laufrad bei der transienten Berechnung. Innerhalb der komplett instationären Berechnung werden alle Größen lokal und zeitecht übergeben. Lokale instationäre Wechselwirkungen können über dem kompletten Laufradumfang beschrieben werden, da hier keine feste Positionierung einer Schaufel zur Zunge existiert. Transiente Mischungsvorgänge sind berechenbar. Realistische Größenverläufe über der Winkelstellung ergeben sich nach dem Einschwingvorgang automatisch durch die Systemrotation. Nachteil dieser Berechnungsvariante ist jedoch die erhöhte Rechenzeit und im Falle der Speicherung der Zwischenergebnisse die immens anwachsende Datenmenge. Dies ist jedoch notwendig, um das Einschwingen der Lösung zu verfolgen und wenn man die Daten nach Ende der Berechnung detailliert auswerten möchte. Als Ergebnis erhält man nicht mehr das Streben auf einen stationären Endzustand, sondern eine periodisch instationäre Lösung, die geeignet zu mitteln ist. Durch die in den letzten Jahren erzielten Verbesserungen in den numerischen Verfahren und durch die gesteigerte Rechenleistung der Computer sind solche Berechnungen in der Industrie durchführbar. Es bestehen sogar Chancen, realistische Ergebnisse mit extrem kleinem Gitter (wie am Beispiel der Berechnung von Pumpe 1 demonstriert) zu erhalten. Durch die optimale Wahl von Rechenparametern und durch das gute Konvergenzverhalten

der transienten Rechnungen ist diese Art der Untersuchungen in jedem Fall wirtschaftlich durchführbar und aufgrund der realistischen Beschreibung des Maschinenverhaltens auch sinnvoll.

2.6 Randbedingungen / PreProcessing

Vor dem Start einer Berechnung müssen geeignete Randbedingungen an allen Blockbegrenzungen vorgegeben werden.

Zwischen den Blöcken im Inneren des Strömungsgebietes, die sich im gleichen Rotationszustand befinden, ist immer eine 1 : 1 Verknüpfung der Knoten anzustreben. Sollte dies nicht möglich sein, gibt es zusätzliche Varianten der Blockverbindung durch Interpolationsalgorithmen, wie z. B. der annähernden Verbindung (Many to 1) oder der Nutzung einer Ausgleichsschnittstelle (GGI, General Grid Interface, Ordinary). Zwischen unterschiedlich rotierenden Systemen können die Gitterblöcke durch die im Abschnitt 2.4 angesprochenen Varianten Stage, Frozen Rotor oder Transient Rotor Stator verbunden werden.

Um ein lösbares Gleichungssystem mit gleicher Anzahl von Gleichungen und Unbekannten zu erhalten, sind zusätzlich an allen Außenflächen Randbedingungen vorzugeben. Hierbei unterscheidet man zwischen physikalischen Randbedingungen, wie z. B. Eintritt, Austritt, Wände und topologischen Randbedingungen wie Symmetrie und Periodizität.

Eintritt (Inflow)

In der vorliegenden Arbeit wird der Massenstrom mit Eintrittsrichtung der Geschwindigkeitsvektoren normal zur Eintrittsfläche definiert.

Problematisch ist die Vorgabe von Turbulenzgrößen. Liegen keine genauen experimentellen Daten vor, sind hier Schätzungen notwendig. Eine Möglichkeit bietet die Vorgabe eines konstanten Turbulenzgrades

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \overline{u_i' u_i'}}}{u} \quad (2.55)$$

über dem Eintrittsquerschnitt. Hierbei sind Werte von 3 - 5 % für mittlere Turbulenz geeignet.

Über die Beziehungen

$$k = \frac{\overline{u_i' u_i'}}{2} = \frac{3}{2} (Tu \times u)^2 \quad (2.56)$$

$$\varepsilon = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l_t} \quad (2.57)$$

$$\mu_t = \rho c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.58)$$

und mit der Vorgabe des Längenmaßes der Turbulenz, l_t , zu ca. 10 % des Eintrittsdurchmessers können brauchbare Werte vorgegeben werden. Diese Angaben sind zusätzlich über das Verhältnis von turbulenter zu dynamischer Viskosität μ_t / μ überprüfbar. Es sollte für mittlere Turbulenz zwischen 10 und 40 liegen.

Um den Einfluß der geschätzten Turbulenzparameter möglichst gering zu halten, muß der Gittereintritt weit stromauf von interessierenden Bereichen plaziert werden. Dies ist besonders wichtig für Berechnungen abseits des Auslegungspunktes.

Austritt (Outflow)

Am Austritt der Strömung wird der über die Fläche gemittelte statische Druck zu Null vorgegeben. Bei der Auswertung der Berechnungsergebnisse sind die Drücke dann geeignet zu transformieren. Der Austrittsrand sollte möglichst weit stromab positioniert werden, um ungewollte Rückwirkungen auf das Strömungsfeld zu vermeiden.

Prinzipiell bestehen auch andere Möglichkeiten, die Eintritts- und Austrittsrandbedingung zu setzen, beispielsweise über die Vorgabe des Massenstromes am Austritt in Kombination mit dem Totaldruck am Eintritt. Die gewählte Variante erwies sich jedoch bei den meisten Berechnungen als besonders stabil.

Wände

Bei physikalischen Wänden ist auf die richtige Definition des jeweiligen Rotationszustandes zu achten. An den Wänden gelten die Haftbedingung sowie die im Kapitel über Turbulenzmodellierung angesprochenen Besonderheiten der wandnahen Strömung. Der Impulsaustausch erfolgt hier nur über die Wandschubspannung τ_w . Sämtliche Wände wurden als hydraulisch glatt angesehen.

Periodizität

Speziell bei Einzelkanalberechnungen wird die Eigenschaft der rotatorischen Periodizität ausgenutzt, um Rechenzeit und Speicherplatz einzusparen. Alle Gitterelemente sind so gestaltet, daß die Knoten auf der Druck- und Saugseite des Strömungsgebietes 1 : 1 miteinander verbunden werden können. Skalare Größen sind auf periodischen Gitterknoten identisch, Vektoren und Tensoren werden mittels Rotation transformiert.

Symmetrie

Symmetrierandbedingungen sind künstliche Vorgaben, um ein Berechnungsgebiet zu begrenzen. Obwohl diese Art der Berandung undurchströmt ist, gilt die

Haftbedingung hier nicht, um keine unrealistischen Reibungseffekte zu erzeugen. Dies bedeutet, daß die Schubspannung gleich Null ist und der Impulsaustausch über die Normalspannungen erfolgt. Der Gradient der Geschwindigkeitsvektoren, die parallel zur Symmetrieebene liegen, ist Null. Die Symmetriebedingung ist somit mit einer reibungsfreien Wand vergleichbar.

2.7 Bilanzierung

Neben der Beurteilung der grafisch visualisierten Berechnungsergebnisse bildet die rechnerische Bilanzierung den wichtigsten Teil der Auswertung der Ergebnisse einer CFD-Berechnung.

2.7.1 Massenströme

Die Kontrolle der Massenströme ist in der Regel der erste Schritt. Hier zeigt das Flächenintegral der Massenerhaltungsgleichung direkt, wie Massenbilanzen an einem beliebigen Querschnitt S mit \vec{n} als dem Normalvektor auszuwerten sind.

$$\dot{m} = \iint_S \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dS \quad (2.59)$$

2.7.2 Mittelung

Bei den weiteren Bilanzgrößen unterscheidet man zunächst, mit welchem Mittelungsverfahren die jeweiligen Größen zu berechnen sind. Eine flächengemittelte Größe \bar{x} erhält man allgemein durch die Beziehung

$$\bar{x} = \frac{\int_S x dS}{\int_S dS} \quad (2.60)$$

Druckkräfte und Reibungsterme in beliebigen Querschnitten sind ein Beispiel für die Anwendung dieser Art von Bilanzierung.

Kommt es jedoch auf die Konsistenz mit den Transportgleichungen an, sind Massenmittlungen vorzunehmen. Die Vorschrift lautet dann:

$$\bar{x} = \frac{\int_S x \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dS}{\int_S \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dS} \quad (2.61)$$

Dieses Verfahren ist typischerweise für transportierte Größen wie Totaldruck, Drall und Geschwindigkeiten anzuwenden.

2.7.3 Förderhöhe bei stationären Berechnungen

Bei den nachfolgend angegebenen Beziehungen handelt es sich ausschließlich um gemittelte Größen. Zur Darstellung der Förderhöhe einer Pumpe

$$H = \frac{p_a - p_e}{\rho g} + \frac{1}{2g}(c_a^2 - c_e^2) + g(z_a - z_e) \quad (2.62)$$

ist die Bernoullische Gleichung im stationären Absolutsystem geeignet:

$$\frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2} + gz = C \quad (2.63)$$

Bleibt der Einfluß der Gravitation unberücksichtigt, führt die Einführung des Totaldruckes im Absolutsystem

$$p_{ta} = p + \frac{\rho}{2} c^2 \quad (2.64)$$

zu einer einfachen Darstellung der Förderhöhenbilanz.

$$H = H_{ges} = \Delta H_{pta} = \frac{p_{taa} - p_{tae}}{\rho g} \quad (2.65)$$

In einem verlustfreien stationären System ohne Energiezufuhr bleibt der Totaldruck erhalten.

2.7.4 Eulersche Strömungsmaschinenhauptgleichung

Eine Möglichkeit, eine Bezugsgröße für die verlustfreie Förderhöhe zu erhalten, besteht in der Nutzung des Drallsatzes. Die Annahme von konstanten Umfangskomponenten c_{0u} und c_{3u} am Schaufeleintritt r_1 und Schaufelaustritt r_2 führt auf die Eulersche Hauptgleichung der Strömungsmaschinen (Pfleiderer[19]):

$$M_{dr} = \dot{m}(r_2 c_{3u} - r_1 c_{0u}) \quad (2.66)$$

Index 0 kennzeichnet hierbei einen Querschnitt unmittelbar vor der Schaufel, in welchem davon ausgegangen wird, daß die Strömung noch nicht vom Laufrad beeinflusst wurde. Index 3 steht für eine Bilanzfläche unmittelbar hinter dem Schaufelaustritt. Mit der Winkelgeschwindigkeit Ω ergibt sich folgende Förderhöhe:

$$H_{dr} = \frac{\Omega}{g}(rc_{3u} - rc_{0u}) \quad (2.67)$$

Diese Art der Ermittlung einer Förderhöhe H_{dr} funktioniert auch in beliebigen Querschnitten vom Gitterbeginn bis zum Austritt aus dem rotierenden System.

2.7.5 Totaldruck

Die Bernoullische Gleichung im stationären Relativsystem ohne Gravitation lautet:

$$\frac{p}{\rho} + \frac{w^2 - u^2}{2} = C \quad (2.68)$$

Analog zum Absolutsystem kann der Totaldruck im Relativsystem definiert werden:

$$p_{tr} = p + \frac{\rho}{2} (w^2 - u^2) \quad (2.69)$$

In einem verlustfreien, rotierenden, stationären System bleibt der Totaldruck im Relativsystem erhalten.

In einem verlustbehafteten System dagegen kann der Verlust an Förderhöhe im Relativsystem mit

$$\Delta H_{ptr} = \frac{p_{tra} - p_{tre}}{\rho g} \quad (2.70)$$

ermittelt werden. Eintritt e und Austritt a beziehen sich hierbei auf die Berandungen des Relativsystems. Bei der grafischen Auswertung dieser Größe zeigen sich die verlustbehafteten Zonen einer Strömung besonders anschaulich.

Eine zweite Variante der verlustfreien Förderhöhe kann somit durch die Summe aus der Förderhöhe H und den Förderhöhenverlusten gebildet werden. Diese setzen sich zusammen aus den Verlustanteilen im Absolutsystem

$$\Delta H_{v_{pta}} = \frac{\Delta p_{ta}}{\rho g} \quad (2.71)$$

und dem oben dargestellten Anteil im Relativsystem. Somit ergibt sich:

$$H_{pt} = H + \Delta H_{v_{pta}} + \Delta H_{ptr} \quad (2.72)$$

Bei allen Berechnungen zeigt sich, daß bis auf kleine numerische Fehler die Bezugsgrößen H_{dr} und H_{pt} zu gleichwertigen Ergebnissen führen. Allerdings ist die Anwendung der Gleichungen im Relativsystem natürlich örtlich auf dieses begrenzt.

2.7.6 Bestimmung der Rotorbelastung

Zur Ermittlung der globalen Rotorbelastung ist über der kompletten Oberfläche das folgende Integral auszuwerten:

$$\vec{F}_{rot} = \iint_{S_{rot}} \vec{t} dS \quad (2.73)$$

Definiert man den Spannungsvektor \vec{t} durch den Spannungstensor \overline{T}

$$\vec{t} = \vec{n} \cdot \overline{T} \quad (2.74)$$

$$t_i = \tau_{ij} n_j \quad (2.75)$$

und spaltet von τ_{ij} den hydrostatischen Anteil $-p\delta_{ij}$ ab

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + P_{ij} \quad (2.76)$$

erkennt man, daß sich die Kraft auf den Rotor aus einem Druck- und einem viskosen Anteil zusammensetzt.

$$F_{rot} = F_{druck} + F_{visc} \quad (2.77)$$

2.7.7 Drehmoment

Analog kann zur Bilanzierung einer CFD-Berechnung das vom Rotor an die Flüssigkeit übertragene Drehmoment bestimmt werden.

$$\vec{M} = \iint_{S_{rot}} \vec{x} \times \vec{t} dS \quad (2.78)$$

$$M_{to} = M_{druck} + M_{visc} \quad (2.79)$$

Das vom Druck erzeugte Drehmoment macht bei einer Pumpe den Hauptanteil der Belastung aus. Wird nun mit diesem Moment eine verlustfreie Förderhöhe ermittelt, ergibt sich:

$$H_{to} = \frac{\Omega}{\dot{m}g} M_{to} \quad (2.80)$$

Dies ist die dritte Möglichkeit, eine Bezugsförderhöhe zu bestimmen.

2.7.8 Förderhöhe und Wirkungsgrad bei instationären Berechnungen

Bei der Bilanzierung von instationären Berechnungen ist eine modifizierte Definition für die Förderhöhe und den Wirkungsgrad notwendig.

Ein Weg, diese zu definieren, führt über den 1. Hauptsatz der Thermodynamik für offene instationäre Systeme. Mit der Leistung P , dem zugeführten Wärmestrom \dot{Q} , der Änderung der kinetischen und potentiellen Energie im System pro Zeit \dot{E} , der Änderung der inneren Energie im System \dot{U} und den ein- und ausgeschobenen Anteilen lautet er:

$$P + \dot{Q} = \dot{E} + \dot{U} + \dot{m} (h_{tot,a} - h_{tot,e}) \quad (2.81)$$

Dabei stellt

$$h_{tot} = \frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2} + gz + u$$

die spezifische Totalenthalpie dar. Deren Änderung kann in einen nutzbaren mechanischen Anteil und einen die Verluste enthaltenden Anteil unterteilt werden.

$$(h_{tot,a} - h_{tot,e}) = (e_a - e_e) + (u_a - u_e) \quad (2.82)$$

mit

$$e_a = \frac{p_a}{\rho} + \frac{c_a^2}{2} + gz_a \quad e_e = \frac{p_e}{\rho} + \frac{c_e^2}{2} + gz_e \quad (2.83)$$

Für eine Pumpe kann $\dot{Q} = 0$ gesetzt werden. \dot{U} beschreibt die Änderung der Temperatur in der Pumpe und enthält damit nicht nutzbare, dissipierte Leistung.

Da der Einfluß der Gravitation innerhalb dieser Arbeit vernachlässigt wird, ist nur der Anteil der kinetischen Energie

$$E = E_{kin} = \int \frac{c_i c_i}{2} \rho dV \quad (2.84)$$

zu berücksichtigen. Deren Änderung

$$\dot{E} = \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{c_i c_i}{2} \rho dV \quad (2.85)$$

ist der gegenüber der stationären Betrachtung neu hinzukommende Anteil. Mit der Definition der hydraulischen Leistung

$$P = \dot{m} \cdot g \cdot H_{kin} \quad (2.86)$$

ergibt sich folgende Darstellung:

$$P = \dot{m}gH_{kin} = \dot{m} \left[\frac{p_a - p_e}{\rho} + \frac{c_a^2 - c_e^2}{2} \right] + \frac{\partial}{\partial t} \left(\int \frac{c_i c_i}{2} \rho dV \right) \quad (2.87)$$

$$P = \dot{m}gH_{kin} = \dot{m} \left[\frac{p_a - p_e}{\rho} + \frac{c_a^2 - c_e^2}{2} \right] + \frac{\Delta E_{kin}}{\Delta t} \quad (2.88)$$

Aufgelöst nach der Förderhöhe

$$H_{kin} = \left[\frac{p_a - p_e}{g\rho} + \frac{c_a^2 - c_e^2}{2g} \right] + \frac{1}{\dot{m}g} \frac{\partial}{\partial t} \left(\int \frac{c_i c_i}{2} \rho dV \right) \quad (2.89)$$

$$H_{kin} = \left[\frac{p_a - p_e}{\rho g} + \frac{c_a^2 - c_e^2}{2g} \right] + \frac{\Delta E_{kin}}{\dot{m}g\Delta t} \quad (2.90)$$

erkennt man die um den Term der Änderung der kinetischen Energie erweiterte klassische Beziehung.

Diese Art der Bilanzierung für instationäre Berechnungen wird nicht in jedem Fall verwendet. Um beim Vergleich zwischen stationären und instationären Resultaten gleichartige Bilanzalgorithmen zu verwenden, wird hier die Änderung der kinetischen Energie zum Teil nicht berücksichtigt.

Bei Berechnungen mit konstanten Massenströmen ergeben sich in den Mittelwerten über der Zeit gleiche Beträge. Hier ändert sich nur der zeitliche Verlauf der Förderhöhe und des momentanen Wirkungsgrades.

Bei Berechnungen mit variablem Massenstrom ist die Änderung der kinetischen Energie in jedem Fall zu beachten.

2.7.9 Wirkungsgrade

Die eingeführten Größen erlauben nun folgende Wirkungsgraddefinitionen:

a Drehmoment

$$\eta_{to} = \frac{H}{H_{to}} \quad (2.91)$$

b Totaldruck

$$\eta_{pt} = \frac{H}{H_{pt}} \quad (2.92)$$

c Eulersche Hauptgleichung

$$\eta_{dr} = \frac{H}{H_{dr}} \quad (2.93)$$

d instationäre Berechnungen

$$\eta_{kin} = \frac{H_{kin}}{H_{to}} \quad (2.94)$$

2.7.10 Bilanzstellen

Die in dieser Arbeit dargestellten Größen sind zusätzlich mit einem Index versehen, der den Ort der Bilanzierung angibt. Hierfür wird unabhängig von der Berechnungsart ein einheitliches System verwendet. Die Abbildungen 2.7.1 bis 2.7.4 zeigen die Position der Bilanzstellen bei den unterschiedlichen Gittervarianten.

- Stelle 0: Gittereintritt: Bei Einzelkanalberechnungen wird das Gitter in der Regel um den einfachen, bei Berechnung der durchströmten Komponenten um den dreifachen Eintrittsdurchmesser in die Saugleitung erweitert.
- Stelle 1: Erster Querschnitt im Relativsystem; damit zur Bilanzierung mittels Energieerhaltung im Relativsystem geeignet.
- Stelle 2: Querschnitt unmittelbar vor der Schaufel. Zur Begutachtung von Schaufelzuströmung und Drall.
- Stelle 3: Vorletzter Knoten vor Schaufelaustrittskante. Wegen korrekter Massenstrom- und Förderhöhenbilanz für den einzelnen Schaufelkanal gewählt.
- Stelle 4a: Vorletzter Knoten im rotierenden System. Hier kann Bilanzierung nach gleicher Methode wie im kompletten Strömungskanal vorgenommen werden (ifaces).
- Stelle 4: Schnittstelle (GGI), Übergang auf Absolutsystem.
- Stelle 5: Eintritt in den Druckstutzen.
- Stelle 6: Austritt aus dem Druckstutzen: Dies ist eigentlich der Querschnitt, um die Bilanzierung der Pumpe vorzunehmen. Da aber hier vorhandene ungleichmäßige Geschwindigkeitsverteilungen stromab für Verluste sorgen, die der Pumpe zuzuordnen sind, wird dieser Querschnitt meist nicht verwendet.
- Stelle 7: Gitteraustritt: Zur Globalbilanzierung unter Vernachlässigung der reinen, nicht von der Pumpe verursachten Rohrleitungsverluste von Stelle 6 zur Stelle 7 geeignet.
- Stellen 8-11: Bilanzierung des saugseitigen Radseitenraumes
- Stelle 12: Zur Bilanzierung des Schaufelkanals bei 1.1-fachem Laufraddurchmesser.

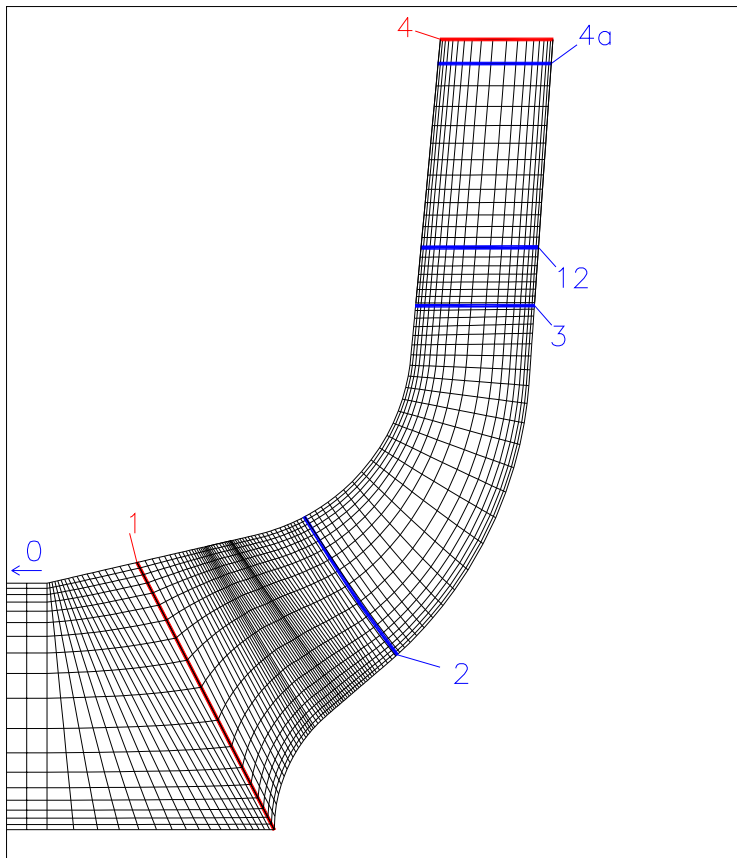


Abbildung 2.7.1: Bilanzstellen, Berechnung ohne Radseitenraum Saugseite

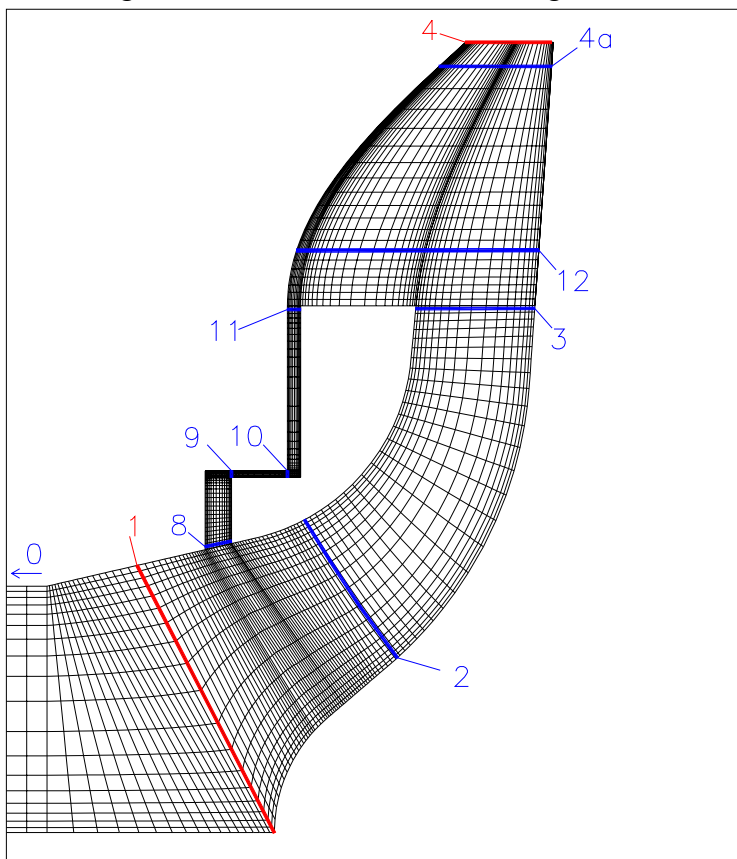


Abbildung 2.7.2: Bilanzstellen, Berechnung mit Radseitenraum Saugseite

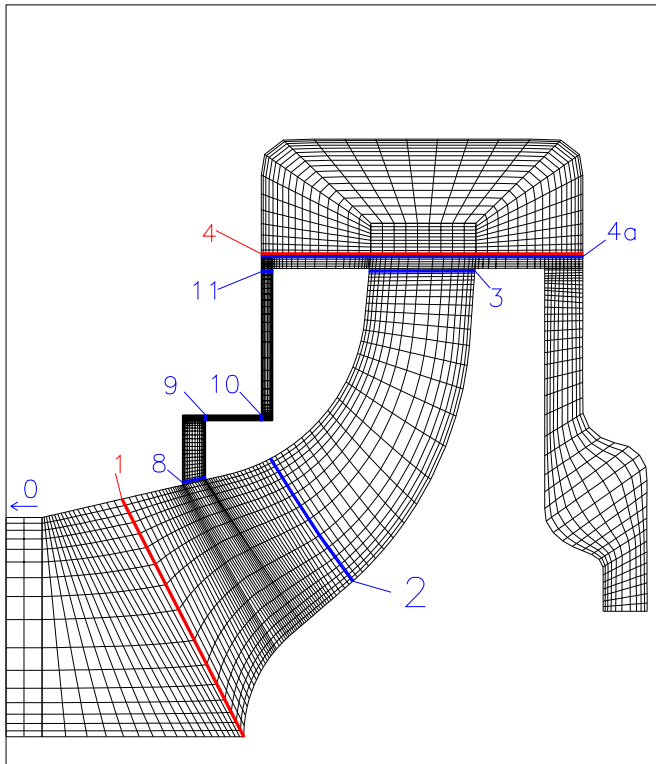


Abbildung 2.7.3: Bilanzstellen, Berechnung Komponenten Meridianschnitt

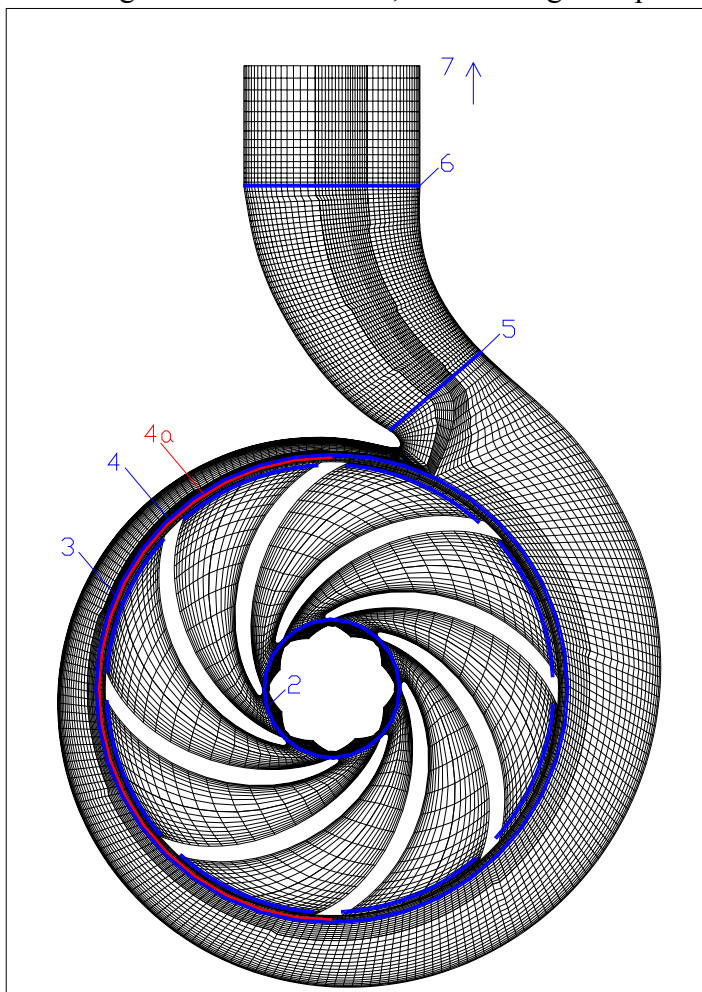


Abbildung 2.7.4: Bilanzstellen, Berechnung Komponenten

2.7.11 Der Einfluß des Radseitenraumes auf die Bilanzen

Ein besonderer Aspekt ergibt sich, wenn man bei Berechnungen mit Radseitenraum die Drehmomentbilanz betrachtet. Abbildung 2.7.5 zeigt eine Kontrollraumgrenze mit den dort wirkenden Momenten. In das System treten als Hauptanteil das über die Welle übertragene Moment M_{to} sowie das Impulsmoment der Zuströmung M_e (in der Regel Null) ein. Abgeführt wird das austretende Impulsmoment M_a . Zusätzlich wirken die aus den Wandschubspannungen τ_w resultierenden Momente M_{wss} und M_{wds} . Damit ergibt sich:

$$M_{to} + M_e - M_a - M_{wss} - M_{wds} = 0 \quad (2.95)$$

$$M_e = \int_e r c_{ue} c_{ne} dS \quad (2.96)$$

$$M_a = \int_a r c_{ua} c_{na} dS$$

$$M_{to} = M_a - M_e + M_{wss} + M_{wds} \quad (2.97)$$

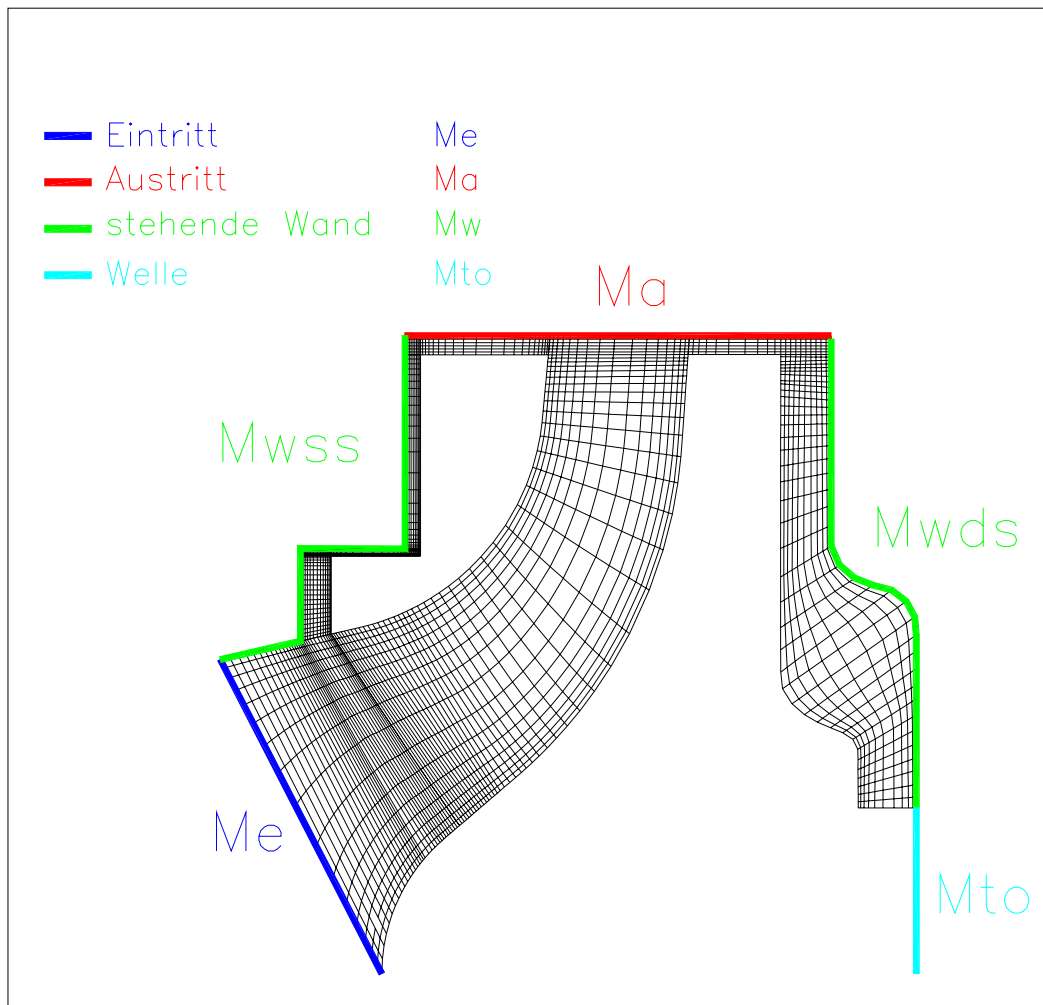


Abbildung 2.7.5: Momente, Berechnung mit Radseitenräumen

Somit enthalten die ausschließlich mittels Drallsatz und Totaldruck im Relativsystem durchgeführten Bilanzen nicht die komplett an das System übertragenen Drehmomentanteile. Die Wandmomente sind zusätzlich zu berücksichtigen. Hier bietet sich die Verwendung der direkten Drehmomentbilanz M_{to} über den Druck und die Viskosität als Bezugsgröße an.

Abbildung 2.7.6 zeigt die entsprechenden Kontrollgrenzen für ein Gitter ohne Radseitenraum. Durch das Fehlen der Schubspannung in Bereichen der Symmetrierandbedingung erkennt man, daß hier keine zusätzlichen Momente abgeführt werden. Es gilt :

$$M_{to} = M_a - M_e \quad (2.98)$$

Das komplette an die Flüssigkeit übertragene Moment muß sich in Form von Drall in der Flüssigkeit finden. Daher sollten für diese Art der Berechnung die drei zuvor dargestellten Verfahren identische Ergebnisse liefern.

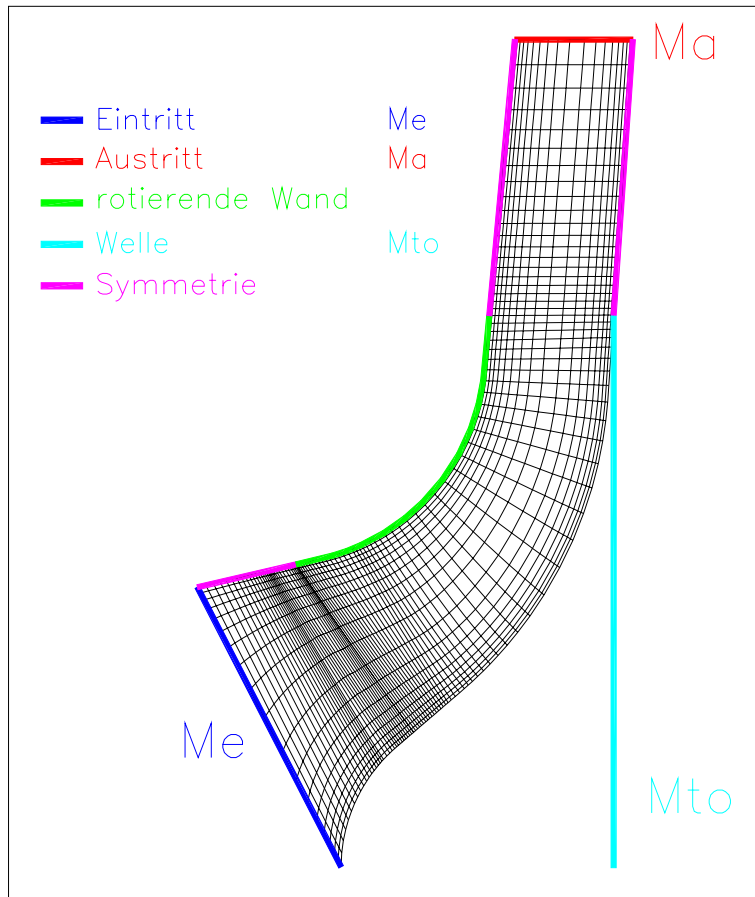


Abbildung 2.7.6: Momente, Berechnung ohne Radseitenraum

3. Schaufelkanalberechnungen

Nach einer konventionellen Auslegung bildet eine Schaufelkanalberechnung ohne Radseitenraum oft den ersten Schritt bei der numerischen Berechnung einer Pumpe. Auf dieser Ebene lassen sich Optimierungen der Schaufelgeometrie wegen des geringen Aufwandes besonders leicht ausführen. Man erhält erste Anhaltspunkte über Förderhöhe, Wirkungsgrad und Kennlinienverhalten. Beispielhaft ist für Pumpe 1 die Strömung in der Mitte des Schaufelkanals in Form eines Vektorplots für die Relativgeschwindigkeit in der konformen Abbildung dargestellt. Diese mathematische Abbildung stellt die Schaufelschnitte winkelgetreu in der Ebene dar. Die Transformationsbeziehungen hierfür lauten

$$\begin{Bmatrix} m \\ r\varphi \end{Bmatrix} \Rightarrow \begin{Bmatrix} l = r_{ref} \cdot \int \frac{dm}{r} \\ r_{ref} \cdot \varphi \end{Bmatrix} \quad (3.1)$$

$$\tan(\beta) = -\frac{dm}{rd\varphi} \quad (3.2)$$

mit:

- β = Schaufelwinkel
- φ = Umfangswinkelkoordinate
- l = konforme Länge
- m = Meridiankoordinate
- $r_{ref} \cdot \varphi$ = Umfangskoordinate
- r_{ref} = Radius Laufradaustritt / Referenzradius

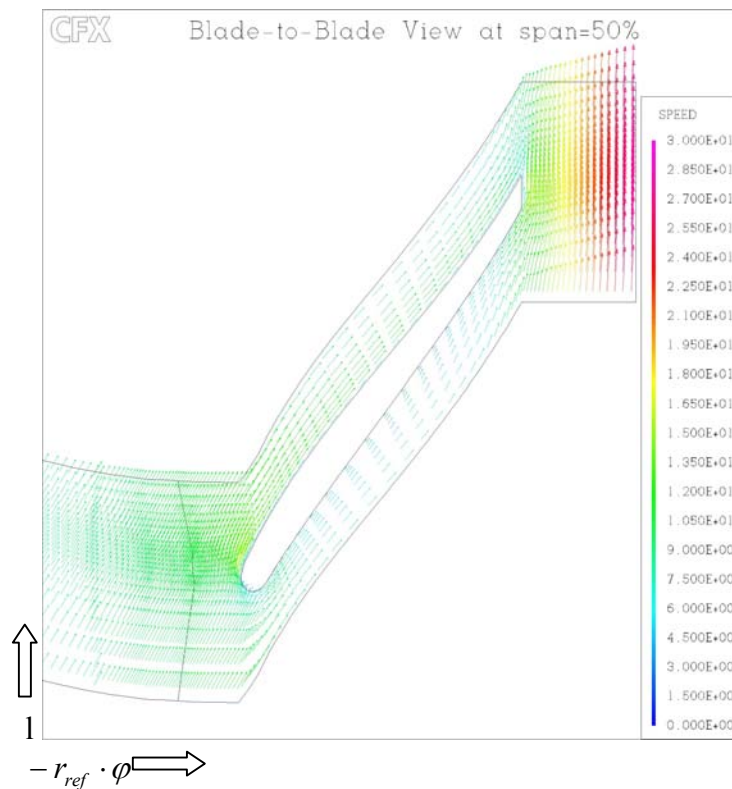


Abbildung 3.1.1: Vektorplot Kanalmitte

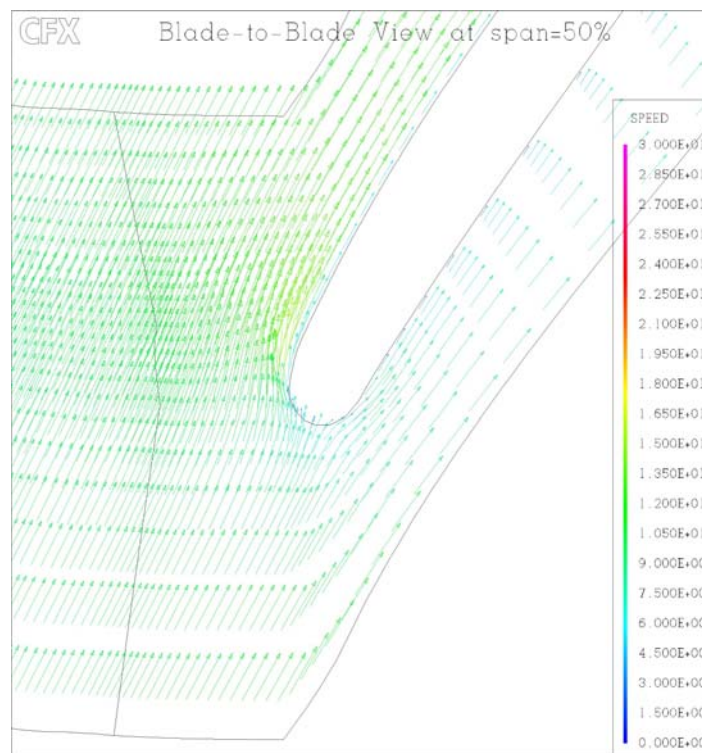


Abbildung 3.1.2: Vektorplot Eintritt Kanalmitte

Betrachtet man die Zuströmung zur Schaufel in Abbildung 3.1.2, so fällt auf, daß der Schaufeleintritt überdimensioniert ist. Dies hat mehrere Ursachen. Zum einen ist bei der Auslegung der Leckagevolumenstrom nach Erfahrungswerten zugeschlagen worden. Zum zweiten wurde der Eintritt zur Verschiebung des

NPSH-Wertes zu größeren Volumenströmen hin zusätzlich erweitert. Dies erkennt man auch bei Betrachtung des Druckverlaufes um die Schaufel bei Pumpe 1 in Abbildung 3.1.3. Hier ist eine deutlich ausgeprägte Saugspitze sowie auf der Druckseite eine Stauzone erkennbar. Zum Vergleich zeigt der Schaufeldruckverlauf von Pumpe 2 dies nur in abgeschwächter Form.

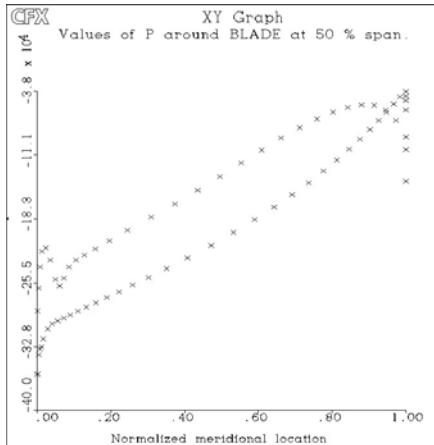


Abbildung 3.1.3: Pumpe 1
Schaufeldruck Q10

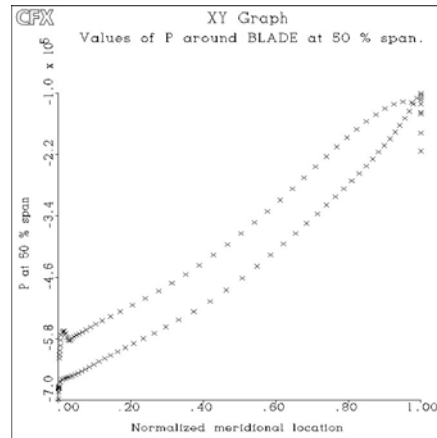


Abbildung 3.1.4: Pumpe 2
Schaufeldruck Q10

Während unmittelbar hinter dem Schaufeleintritt bei Pumpe 1 ein Bereich niedriger Belastung folgt, zeigt Pumpe 2 in Abbildung 3.1.4 sofort eine größere Druckdifferenz, die sich recht konstant nach außen fortsetzt. Das Verhalten am Schaufelende ist typisch für eine dicke überdrehte Hinterkante.

3.1 Kennlinien

Alle nachfolgend dargestellten Ergebnisse beziehen sich auf Pumpe 1. Berechnet man die Strömung bei verschiedenen Massenströmen, zeigt sich folgendes Verhalten:

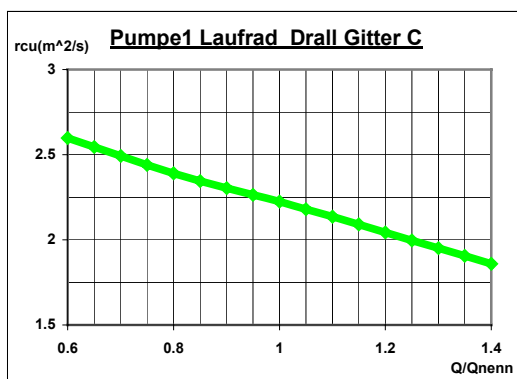


Abbildung 3.1.5: Pumpe 1 Laufrad
Drall Gitter C

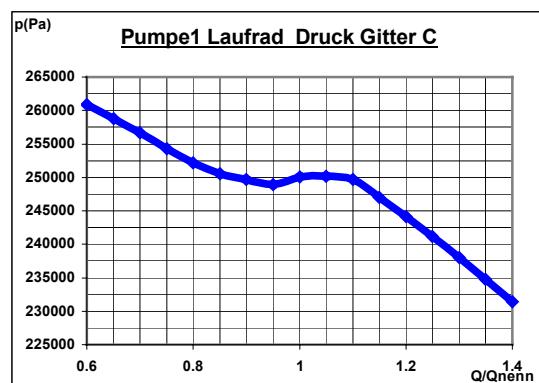


Abbildung 3.1.6: Pumpe 1 Laufrad
Druck Gitter C

Der Verlauf des Dralles in Abbildung 3.1.5 zeigt einen nahezu linearen Anstieg über dem berechneten Bereich. Er steht auch für die verlustfrei zugeführte Leistung und enthält mit c_u die maximale Geschwindigkeitskomponente, die zusätzlich zum Druck die Förderhöhe beeinflusst.

In Abbildung 3.1.6 fällt beim Druck der eigenwillige Sattelpunkt auf. Die Ursache hierfür könnte das Einsetzen der Teillastrezirkulation sein. Darunter versteht man das örtliche Auftreten von Rückströmungen. Am Laufradeintritt entstehen bei geringem Volumenstrom infolge des zu großen Querschnittes in der Nähe der Deckscheibe Gebiete, in denen die Flüssigkeit wieder aus dem Schaufelkanal austritt. Auch am Austritt aus dem Laufrad werden, wie in Abbildung 3.1.7 ersichtlich, verschiedene Formen der Rezirkulation beobachtet.

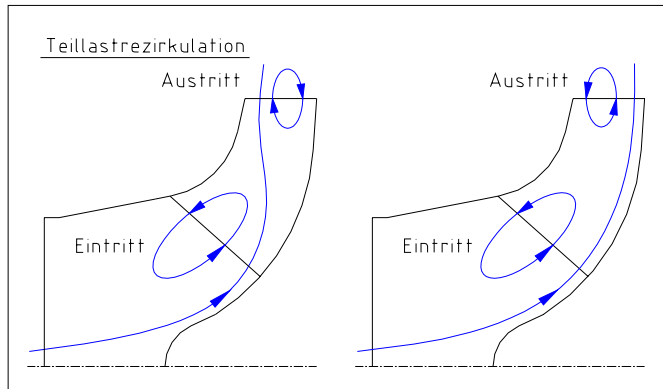


Abbildung 3.1.7: Rückströmungen

Am Schaufeleintritt der Pumpe 1 entsteht infolge der angesprochenen deutlichen Überdimensionierung schon bei Q10 eine erste, kleine Rückströmung, die sich zur Teillast hin deutlich verstärkt. Für die eintrittsseitige Rezirkulation als Ursache des Sattels spricht der Beginn der Absenkung bei Q10.

Die Abbildungen 3.1.8 und 3.1.9 zeigen beispielhaft die Strömung in der Mittelebene zwischen zwei Schaufeln beim Bestpunkt der Schaufelkanalberechnung Q11 ohne Radseitenraum und bei Teillast von 60 % des Nennpunktes Q06. Dargestellt werden nur die Verhältnisse im Relativsystem. Die Eintrittsrandbedingung liegt weiter stromab. Obwohl der sehr ausgeprägte Teillastwirbel zu erkennen ist, kann ihm die Instabilität im Druck nicht zwingend zugeordnet werden, da im Bereich des Sattels keine besonderen Veränderungen sichtbar sind.

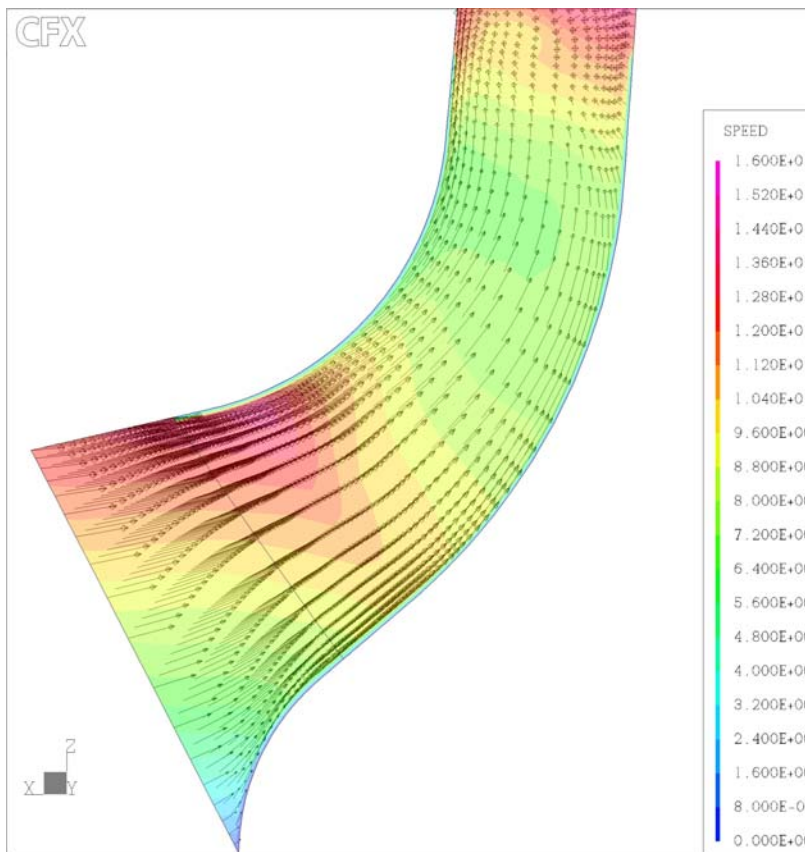


Abbildung 3.1.8: Strömung Mittelebene Q11

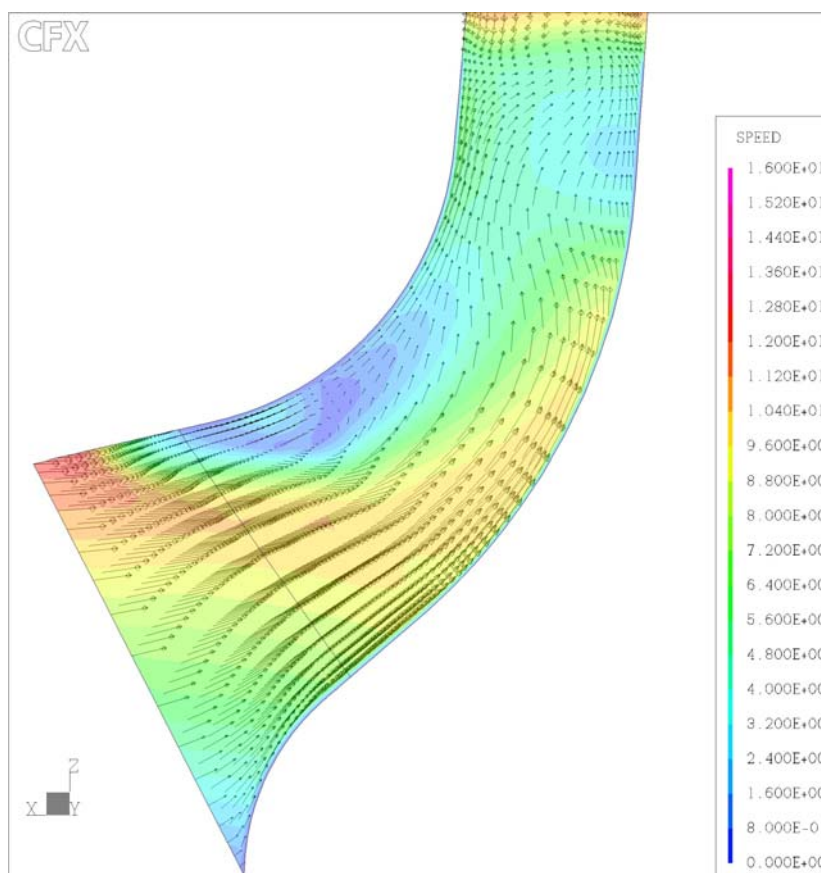


Abbildung 3.1.9: Strömung Mittelebene Q06

Nach Gülich (Gül99) kann der Umschlag der Strömung auf der Austrittsseite auch für die Delle im Druckverlauf verantwortlich sein. Abbildung 3.1.10 zeigt die Radialgeschwindigkeit im Austrittsquerschnitt des Schaufelkanals bei unterschiedlichen Massenströmen. Auf der Saugseite fällt eine Zone niedriger Radialgeschwindigkeit auf, die von der Deckscheibe zur Tragscheibe wechselt. Die hier auftretenden Geschwindigkeitskomponenten sind meist positiv. Man kann daher nicht von ausgeprägter Rezirkulation am Austritt sprechen. Die Veränderung des Strömungsverhaltens ist aber augenscheinlich.

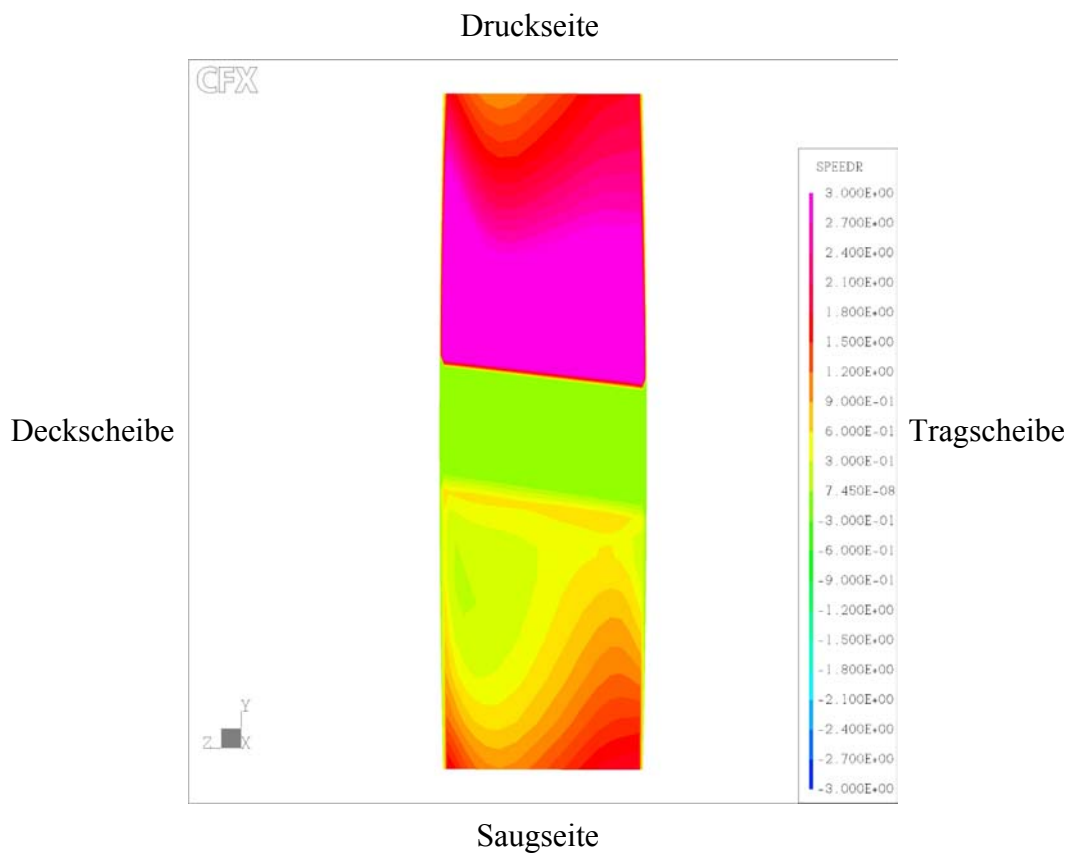


Abbildung 3.1.10a: Radialgeschwindigkeit Austrittsquerschnitt Schaufelkanal $Q/Q_{\text{nenn}} = 0.65$

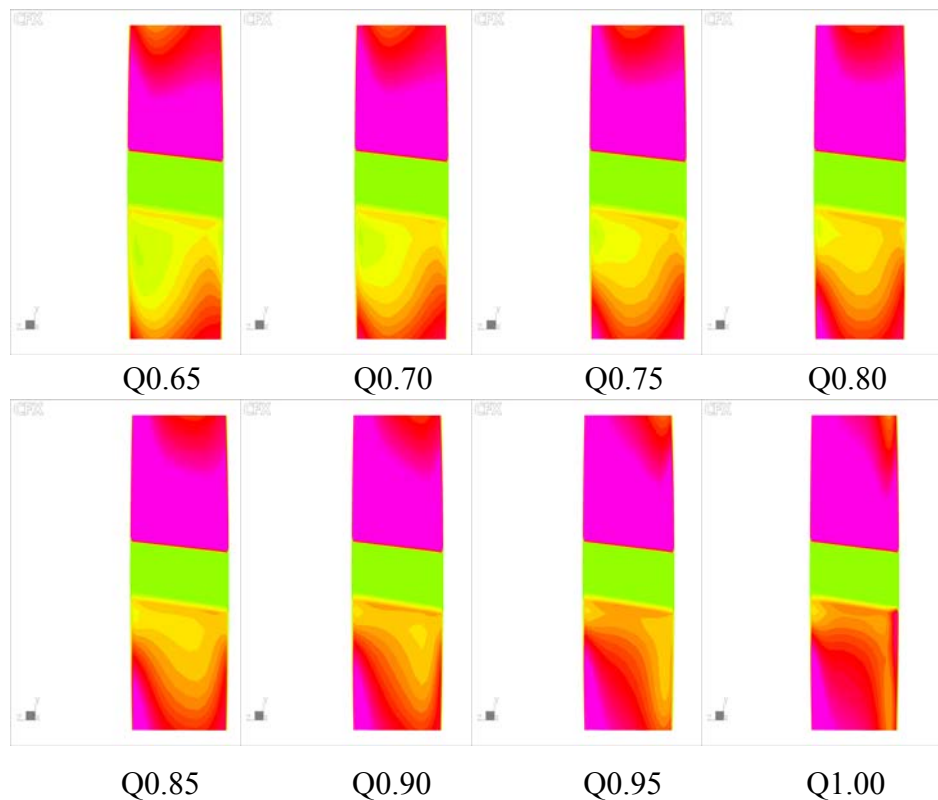


Abbildung 3.1.10b: Radialgeschwindigkeit Austrittsquerschnitt Schaufelkanal

Bei der Darstellung der Förderhöhe in Abbildung 3.1.11 zeigt sich das sattelartige Verhalten nur noch schwächer ausgeprägt. Sie fällt stetig mit zunehmendem Volumenstrom.

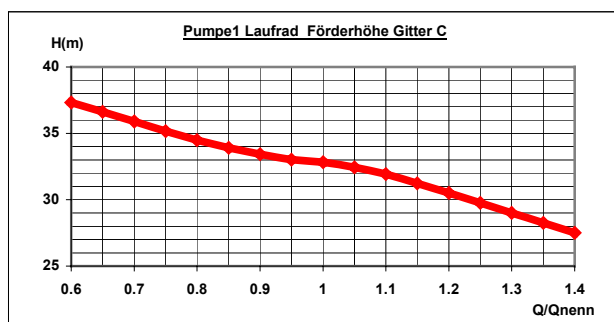


Abbildung 3.1.11: Pumpe 1 Laufrad Förderhöhe Gitter C

Verlauf der Wirkungsgrade

Für die Ermittlung der Wirkungsgrade gibt es, wie im Kapitel Bilanzierung dargestellt, mehrere Möglichkeiten. Die erste besteht in der Verwendung des zugeführten Drehmoments. Diese Variante ist nur von dem Ort der Förderhöhenbilanz im Zähler abhängig. Nimmt man jedoch den Drall oder den Totaldruck im Relativsystem als Basis im Nenner, verändern sich diese Werte je nach dem, an welcher Stelle bilanziert wird. Die beiden Abbildungen 3.1.11 und 3.1.12 zeigen daher für zwei verschiedene Bilanzquerschnitte deutlich unterschiedliche Ergebnisse. Querschnitt 12 ist definiert bei dem 1.1-fachen des Laufradaustrittsdurchmessers. Diese Definition ist zwar willkürlich gewählt. Bei einheitlichem Vorgehen erhält man jedoch immer miteinander vergleichbare Resultate. Querschnitt 4 ist der Gitteraustritt und befindet sich bei den Schaufelkanalberechnungen grundsätzlich bei dem 1.5-fachen des Laufradaustrittsdurchmessers. Die Unterschiede in den Werten für die beiden Querschnitte sind auf Mischungsverluste zurückzuführen.

Es fällt auf, daß jeweils nur zwei unabhängige Kurven zu erkennen sind. Dies liegt daran, daß η_{adr} und η_{pt} fast immer deckungsgleich verlaufen, aber stark von der Bilanzstelle abhängig sind. Eigentlich müßten alle drei Kurven übereinander liegen.

Alle Wirkungsgrade steigen bis zum Bestpunkt des Schaufelkanals ohne Radseitenraum bei dem 1.1-fachen des Nennvolumenstromes an, um dann moderat abzufallen. Dies ist wiederum eine Folge der Überdimensionierung des Kanals. Der deutliche Abfall links vom Bestpunkt könnte die gleiche Ursache wie der Sattel im Druckverlauf besitzen. Im Falle der Bilanzstelle 12 stimmen die Werte für die verschiedenen Wirkungsgrade oberhalb des Optimums sehr gut überein. Dies ist jedoch rein zufällig, wie der Vergleich mit den Bilanzen am Gitteraustritt zeigt.

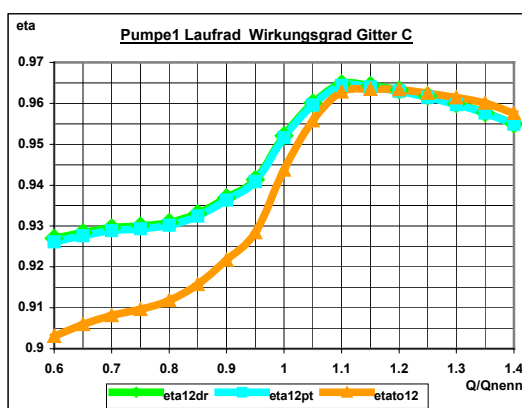


Abbildung 3.1.11: Wirkungsgrade Stelle 12

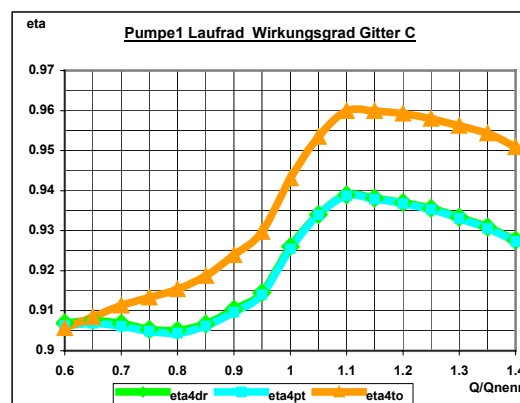


Abbildung 3.1.12: Wirkungsgrade Stelle 4 Gitteraustritt

3.2 Druckzahlen

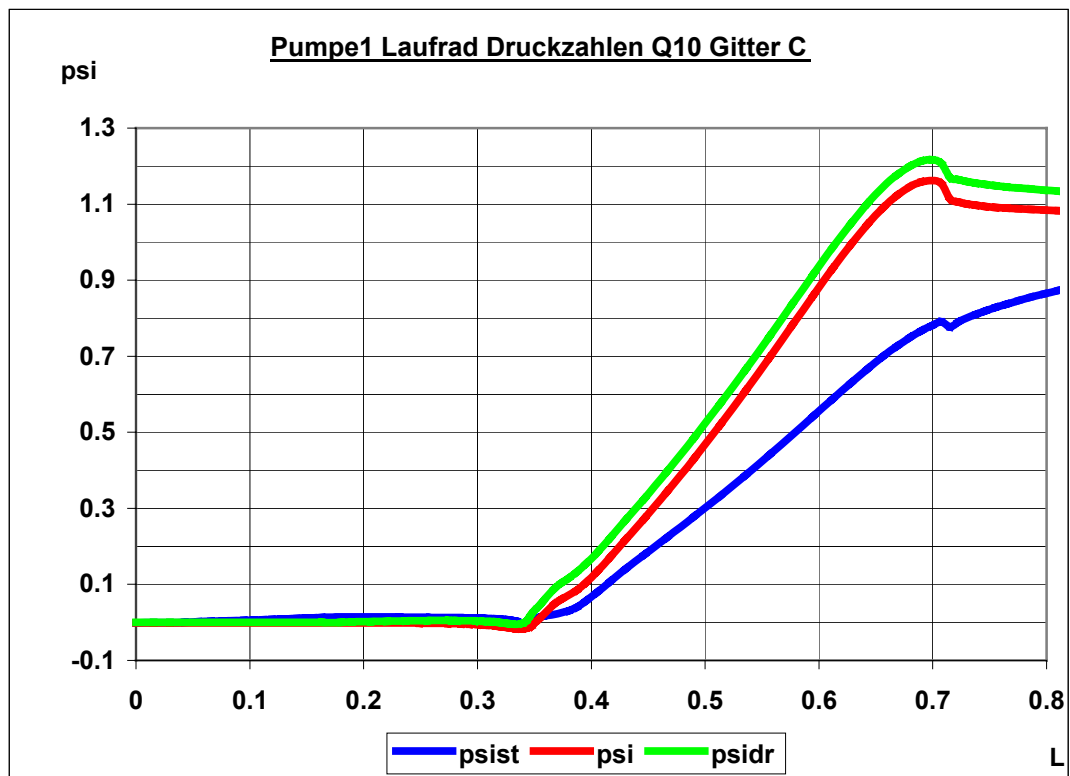


Abbildung 3.2.1: Druckzahlen Pumpe 1 Q10 Gitter C

Die in Abbildung 3.2.1 dargestellten Druckzahlen sind in der üblichen Weise definiert

$$\psi = \frac{2gH}{u^2} \quad \psi_{st} = \frac{2gH_{st}}{u^2} \quad \psi_{dr} = \frac{2gH_{dr}}{u^2}$$

und werden über der dimensionslosen konformen Länge L der mittleren Stromfläche dargestellt. In der Nähe der Eintrittskante beginnt der Anstieg mit einer leichten Störung und setzt sich bei allen Größen nahezu linear fort. Bei ca. $L = 0.7$ erreichen alle Werte im Bereich der Austrittskante ein Maximum, gefolgt von einem leichten Abfall. Der Wert für die statische Druckzahl ψ_{st} steigt danach weiter an, da hier die dynamischen Anteile kontinuierlich in statische Förderhöhe umgewandelt werden. Verursacht durch die Mischungsvorgänge fällt der Wert für die Druckzahl ψ ab. Dagegen sollte ψ_{dr} eigentlich hinter der Austrittskante nicht mehr abfallen, da beiderseits des Gitters durch die Symmetrierandbedingung kein Moment vorhanden ist und somit der Drall konstant sein müsste.

3.3 Gittervergleich

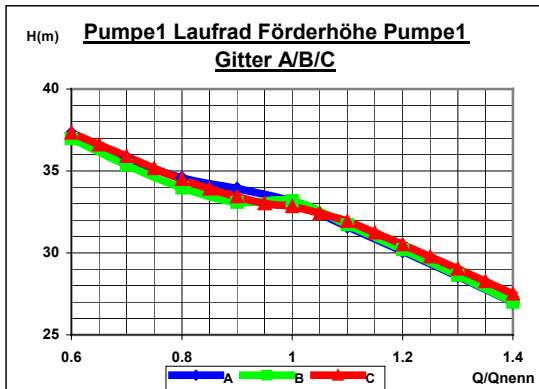


Abbildung 3.3.1: Gitterabhängigkeit Förderhöhe

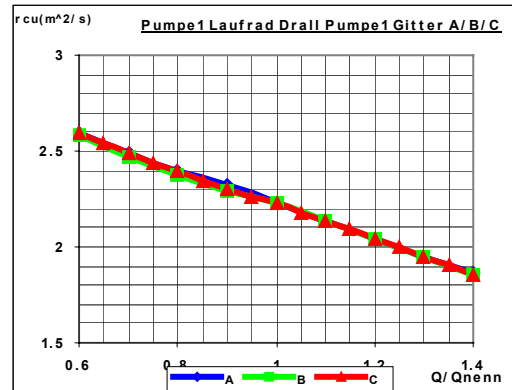


Abbildung 3.3.2: Gitterabhängigkeit Drall

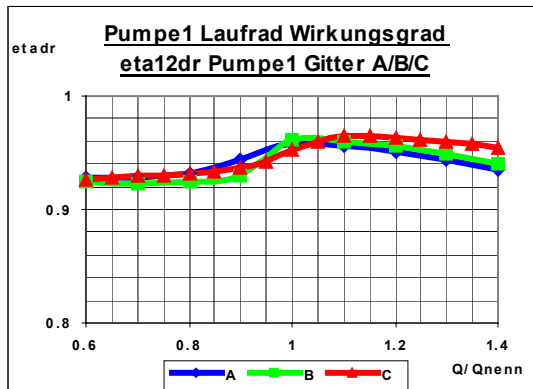


Abbildung 3.3.3: Gitterabhängigkeit etadr

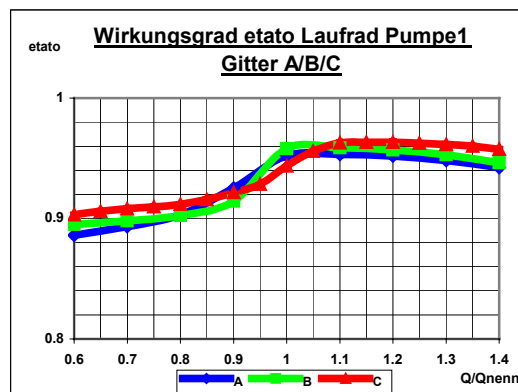


Abbildung 3.3.4: Gitterabhängigkeit etato

Um zu prüfen, ob die räumliche Diskretisierung ausreichend fein ist, erfolgt die Berechnung mit den Gittervarianten A bis C. Der Vergleich der Resultate zeigt beim Verlauf der Förderhöhe in Abbildung 3.3.1 eine gute Übereinstimmung der Werte. Insbesondere fällt, wie bei allen dargestellten Werten, die geringe Differenz im Bereich von $Q/Q_{nenn} = 1.05$ auf. Bei Teillast streuen die Kurven etwas. Im Bereich oberhalb des Bestpunktes verlaufen die Werte nahezu parallel.

Die beste Deckung der Kurven ergibt sich in Abbildung 3.3.2 für den Drall. Dieser verläuft bei allen Gittern nahezu linear über dem Volumenstrom.

Die Wirkungsgradkurven in den Abbildungen 3.3.3 und 3.3.4 ergeben ein weniger einheitliches Bild. Zunächst fällt auf, daß bei Gitter A und B der Maximalwert zwischen 1.0 und 1.05 liegt, während er für Gitter C sich bei 1.1 Q/Q_{nenn} befindet. Weiterhin ergibt sich kein klares Verhältnis der Wirkungsgrade zueinander. Außerhalb von 0.8 bis 1.08 liegen die Werte für Gitter C auf maximalem Niveau. Dazwischen wechseln die Verhältnisse. Generell liegen die Werte jedoch in einem Band von 2%.

Damit ist gezeigt, daß alle Gittervarianten vergleichbare Resultate liefern.

4. Schaufelkanal mit Radseitenraum

Der nächste Schritt zur Berechnung einer Pumpe ist die Berücksichtigung des saugseitigen, von außen nach innen durchströmten Radseitenraumes. Dies erweist sich jedoch unter allen Berechnungsvarianten als die kritischste.

Eine kunststoffspezifische Besonderheit stellen die extrem großen Spaltweiten dar, die aufgrund des hohen Wärmeausdehnungskoeffizienten vorzusehen sind. Der axiale Abstand zwischen Deckscheibe und Gehäusewand beträgt konstant 4 mm. Dieser Block wird nachfolgend mit SPS3 gekennzeichnet. Der engste Bereich und damit die Stelle maximaler Drosselung ist die axial durchströmte Zone zwischen Deckscheibenansatz und Gehäuse, bei den meisten Pumpen als Dichtspalt bezeichnet. Hier müssen werkstoff- und fertigungsbedingt jedoch Abstände von 2 mm im Radius vorgegeben werden, so daß die Bezeichnung 'Dichtspalt' nur abgeschwächt zutreffend ist (SPS2). Die dritte Zone, hier als Spaltaustritt oder SPS1 bezeichnet, besitzt eine axiale Erstreckung von 8 mm und führt die Strömung im Winkel von 90° der Hauptströmung zu. Der Eintritt des Radseitenraumvolumenstromes befindet sich auf einem Radius von etwa 88 mm.

Alle nachfolgend beschriebenen Ergebnisse stationärer Berechnungen werden nur für eine Sonderform des Gitters dargestellt. Dieses Gitter mit der Bezeichnung B2001 ist in seinen wesentlichen Eigenschaften der Gittervariante B ähnlich, mit dem Unterschied, daß die Knotenlinien des vom Spaltaustritt SPS1 ausgehenden Blockes nicht auf die gegenüberliegende Nabe sondern zum Bereich vor die Laufradmutter geführt werden. Auch im Innenbereich dieses Elementes ist es trotz der ungünstigen Stelle, an der die angesprochenen Knotenlinien auf die Nabe treffen, möglich, die Gitterwinkelkriterien einzuhalten. Die Begründung für dieses Vorgehen ist, daß es mit keiner anderen Gittervariante gelingt, Konvergenz zu erzielen. Trotz zahlreicher Variationen der Zeitschritte und zusätzlichen Veränderungen der Gitter führen alle anderen Berechnungen zu unbefriedigenden Resultaten. Abbildung 4.1.1 zeigt das angesprochene Sondergitter.

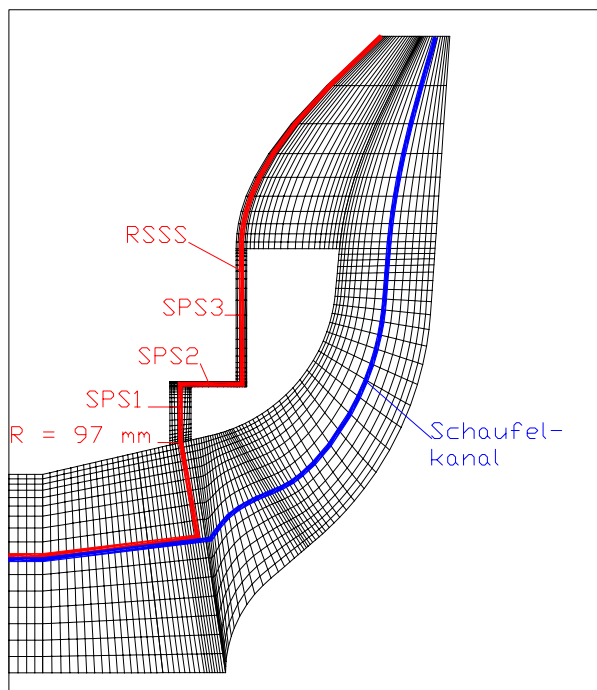


Abbildung 4.1.1: Meridianschnitt Gitter B2001

Die nachfolgenden Abbildungen 4.1.2 und 4.1.3 geben einen guten Eindruck von der Veränderung des Strömungsverhaltens durch die Berechnung mit saugseitigem Radseitenraum (RSSS). Verursacht durch die immensen Abstände zwischen den zueinander bewegten Bauteilen entsteht ein Leckagevolumenstrom in der Größenordnung von 17 % des Nennvolumenstromes. Die massive Einstromung versperrt etwa 20 % des Querschnittes und beeinflusst die Hauptströmung über dem kompletten Querschnitt hinweg. Erst deutlich hinter der Eintrittskante zeigt sich wieder ein ausgeglichenerer Zustand.

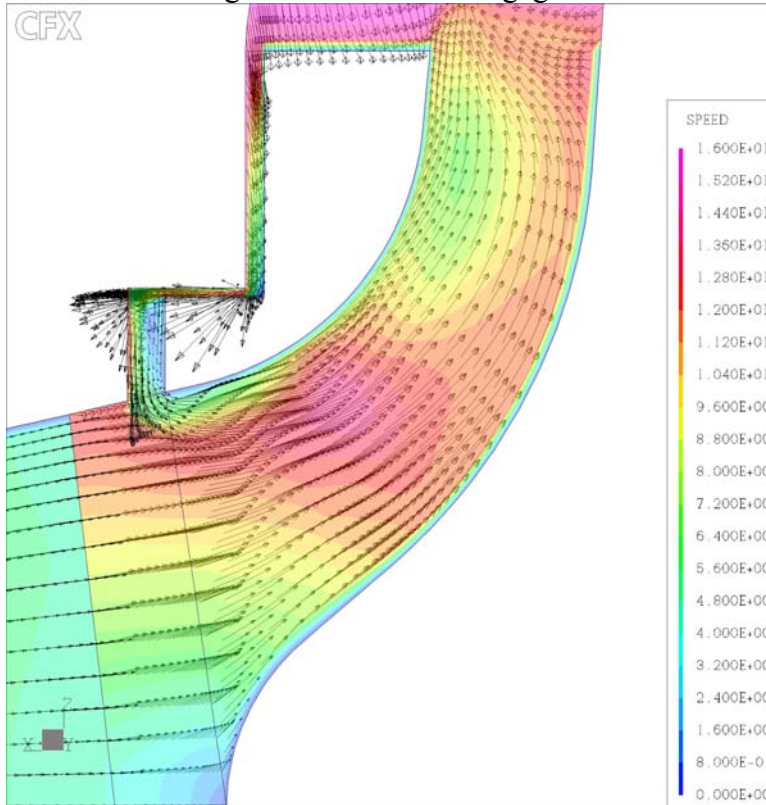


Abbildung 4.1.2: Pumpe 1 Geschwindigkeit / Speed Q10 Gitter B2001

Abbildung 4.1.3 zeigt einen Ausschnitt im Bereich des Spaltaustrittes.

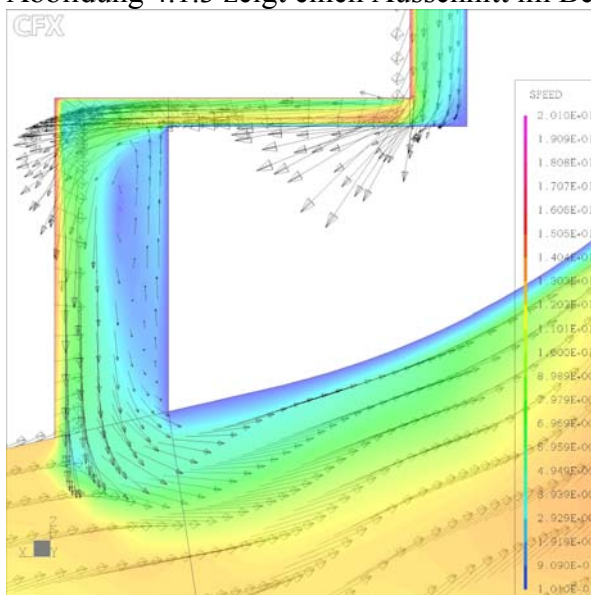


Abbildung 4.1.3: Pumpe 1 Spaltaustritt Geschwindigkeit / Speed Q10 Gitter B2001

Diese Situation verursacht eine extreme Fehlanströmung der Schaufeleintrittskante. Wie man in Abbildung 4.1.4 für eine außenliegende Knotenebene (Ebene 4. Knoten von Deckscheibe) erkennt, wird die Flüssigkeit dem Spaltbereich zunächst noch mit normalem Winkel zugeführt, bevor dann die Situation sich durch die Quereinströmung stark wandelt. In dieser Darstellung der Geschwindigkeiten im Relativsystem erkennt man durch den Umschlag der Vektoren den Dralleintrag durch die Spaltströmung. Der Anströmwinkel zur Schaufel ist extrem schlecht. Damit sind Beeinträchtigungen des Saugverhaltens der Pumpe zu erwarten. Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.1.5 die gleiche Situation ohne Berücksichtigung des Radseitenraumes auf der Saugseite.

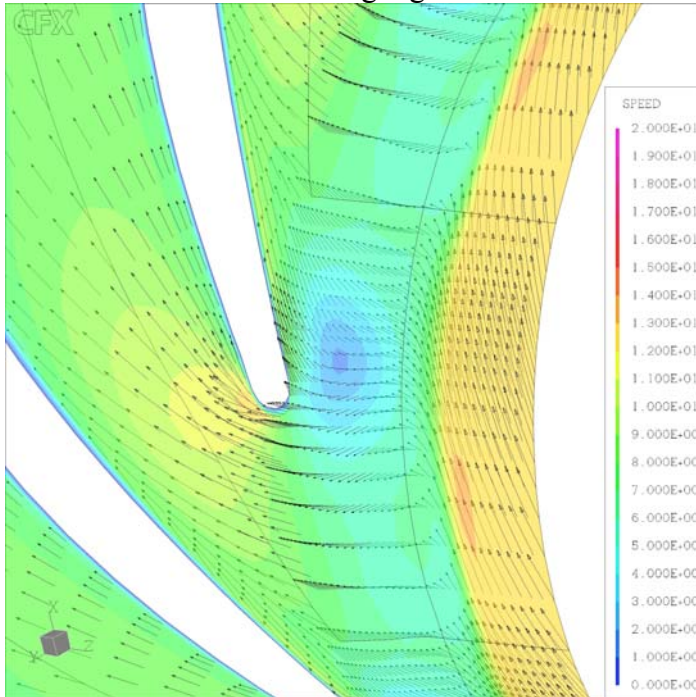


Abbildung 4.1.4: Pumpe 1 mit RSSS Schaufelzuströmung Geschwindigkeit / Speed Q10 Gitter B2001

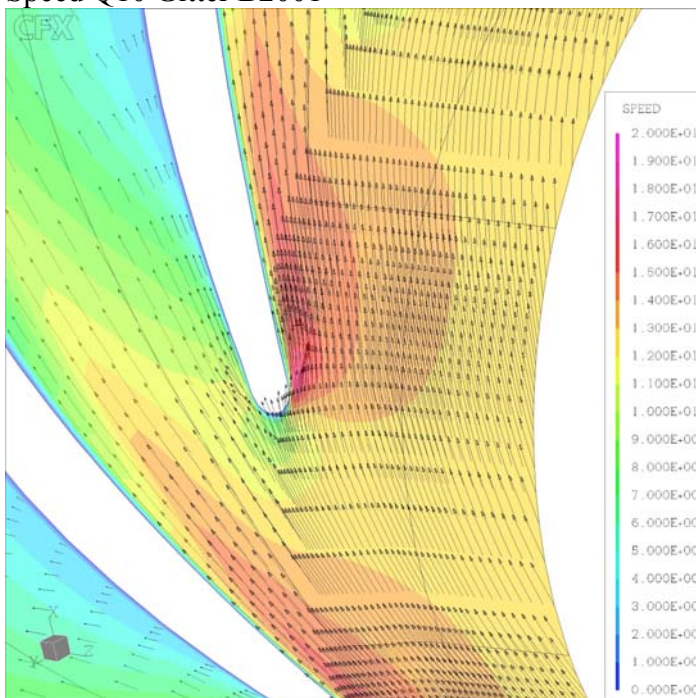


Abbildung 4.1.5: Pumpe 1 ohne RSSS Schaufelzuströmung Geschwindigkeit / Speed Q10 Gitter B2001

Betrachtet man die Verhältnisse bei Teillast Q06 in Abbildung 4.1.6, so ergibt sich die Situation, daß keine ausgeprägte Rezirkulation an der Eintrittskante mehr zu erkennen ist. Die Strömung legt sich zunächst an der Nabe an, um dann im Bereich vor der Austrittskante zur Deckscheibe hin zu wandern.

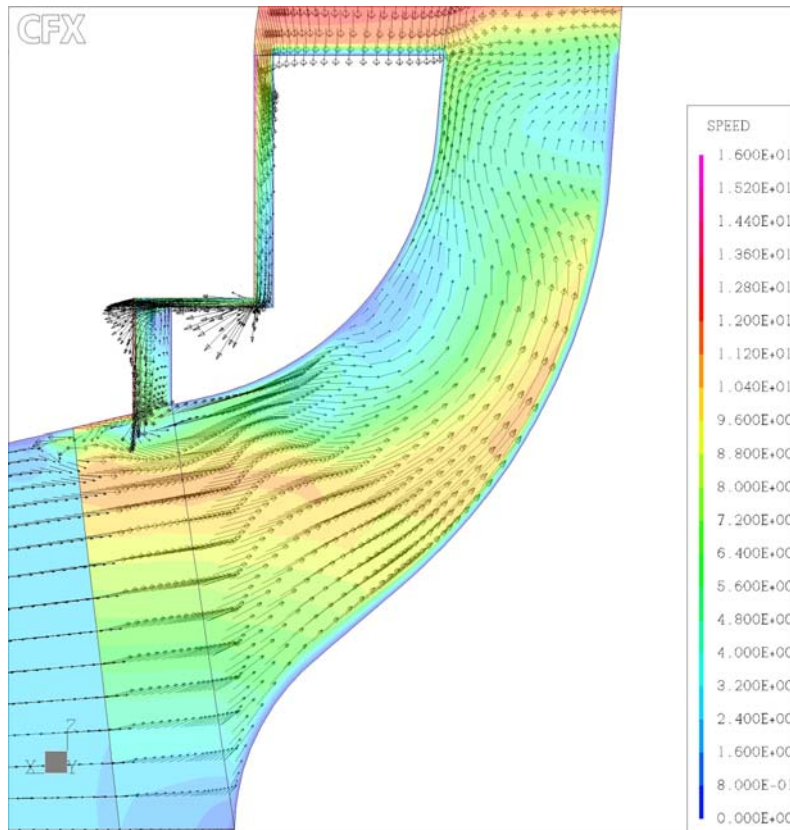


Abbildung 4.1.6: Pumpe 1 Meridianschnitt Geschwindigkeit / Speed Q06 Gitter B2001

4.1 Größen im Schaufelkanal

Ein anschauliches Bild erhält man wiederum durch die Betrachtung der Zustände auf dem Weg vom Eintritt zum Austritt, dargestellt über der konformen Koordinate L auf der mittleren Stromfläche. Grundsätzlich muß man hierbei jedoch berücksichtigen, daß der angegebene Volumenstrom für Gitterein- bzw. Gitteraustritt gilt. Durch den Schaufelkanal strömt aber zusätzlich der Radseitenraumvolumenstrom von 17 % beim Nennpunkt. Um bessere Vergleichbarkeit der Größen zu ermöglichen, wird deshalb eine Berechnung des Schaufelkanals mit um diesen Wert vergrößertem Volumenstrom gegenübergestellt (ohne RSSS Q117). Alle dargestellten Größen beziehen sich auf die jeweilige Mittelung über dem kompletten Querschnitt des Hauptkanals.

Druckanstieg

Infolge der extremen Fehlanströmung der Schaufel kommt es im Bereich hinter der Eintrittskante bei der Berechnung mit RSSS zu einem deutlichen Druckabfall. Die Varianten ohne RSSS zeigen in Abbildung 4.1.7 einen unmittelbar beginnenden linearen Druckanstieg, gefolgt von einem lokalen Maximum in der Nähe der Austrittskante. Der Druckanstieg der Berechnung mit RSSS ist recht genau um den Wert des eintrittsseitigen Druckverlustes parallel nach unten

verschoben. Anschaulich ausgedrückt kann der Verlust nicht mehr aufgeholt werden.

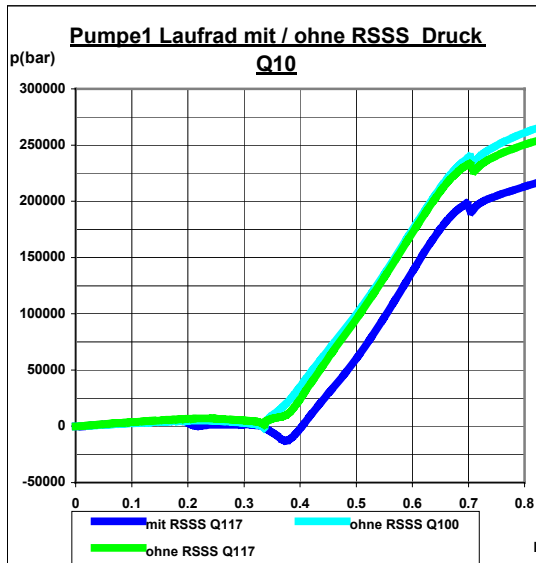


Abbildung 4.1.7: Laufrad mit / ohne RSSS Druck Q10

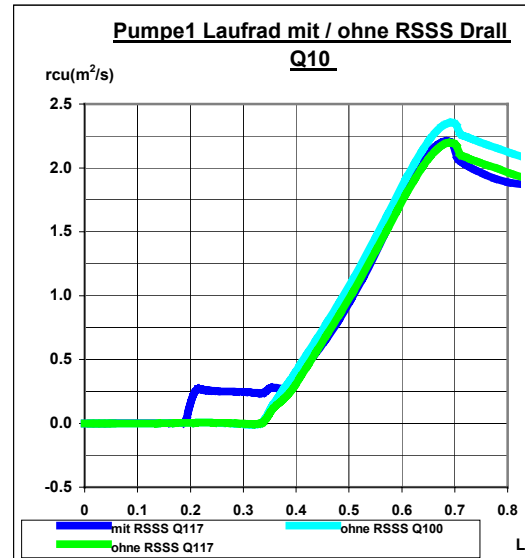


Abbildung 4.1.8 Laufrad mit / ohne RSSS Drall Q10

Drall

Bei der Betrachtung des Dralles in Abbildung 4.1.8 zeigt sich bei beiden Berechnungen ohne Radseitenraum keinerlei Vorauswirkung der Schaufel. Bis zur Eintrittskante ist die Strömung drallfrei. Danach folgt der annähernd lineare Anstieg auf ein unterschiedlich hohes Maximum, gefolgt von einem kurzen Steilabfall und der weiteren, etwas fraglichen Absenkung.

Die Ergebnisse der Berechnung mit Radseitenraum zeigen deutlich den Dralleintrag durch die Spaltströmung im Bereich von $L = 0,2$. Dieser Drehimpuls wird zur Schaufelvorderkante transportiert, kann jedoch nicht weiter gewinnbringend genutzt werden. Es folgt ein Anstieg auf der gleichen Linie wie in den beiden anderen Berechnungsvarianten. Interessant ist das Erreichen des gleichen maximalen Wertes im Bereich der Austrittskante wie in der Berechnung ohne RSSS Q117. Dies deutet darauf hin, daß der zugeführte Drall unabhängig von der Vorgeschichte der Strömung ist. Hier ergibt sich allein eine Abhängigkeit vom Volumenstrom. Dieses Ergebnis wird sich auch bei der Betrachtung der Schaufelkennlinien zeigen.

Totaldruck

Stellvertretend für die verlustbehaftete Energiezufuhr zeigt Abbildung 4.1.9 die Verhältnisse für den Totaldruck. Auch hier ist ein Anstieg durch den eingetragenen Vordrall der Spaltströmung erkennbar. Die durch die Fehlanströmung verursachten Verluste im statischen Druck führen jedoch dazu, daß der Totaldruck schon kurz hinter der Eintrittskante auf ein niedrigeres Niveau im Vergleich zu den beiden anderen Varianten abfällt und auch außerhalb des Schaufelendes beträchtlich zurückbleibt.

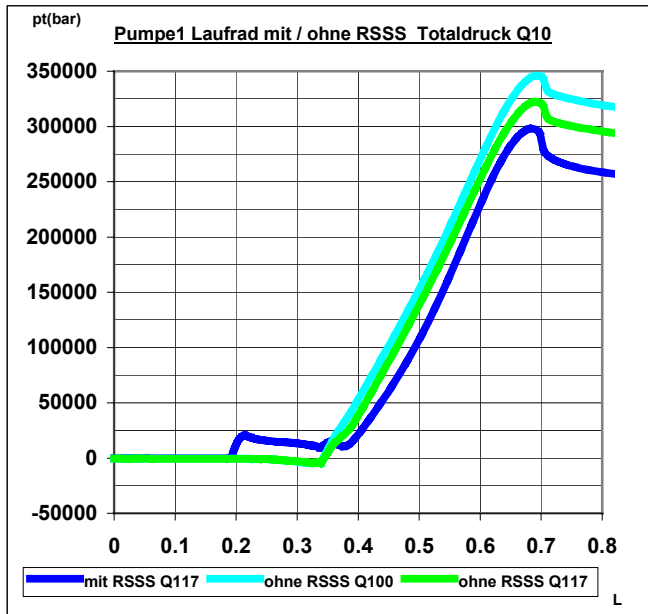


Abbildung 4.1.9: Pumpe 1 Laufrad mit / ohne RSSS Totaldruck Q10

4.2 Vergleich von Größen in Schaufelkanal und Radseitenraum

Eine aufschlußreiche Darstellung ergibt sich auch durch eine Gegenüberstellung verschiedener Größen im Schaufelkanal zu den Verhältnissen im Radseitenraum. Da hier eine Darstellung über einer konformen Koordinate wenig sinnvoll erscheint, wird die Darstellung über dem Radius zum direkten Vergleich bevorzugt. Dies bringt zwar den Nachteil mit sich, den axial durchströmten Bereich nicht auflösen zu können. Hier zeigen sich Sprünge in den Kurven. Der Vergleich der Zustände auf gleichen Radien ist trotzdem anschaulich. Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß es sich bei allen Größen um Mittelwerte über die jeweiligen Regionen handelt und es damit an Stellen mit Richtungswechseln im Bereich des Radseitenraumes durch das Umschalten von einer radialen zur axialen Flächenbilanzierung zu Sprüngen in den Verläufen kommen muß. Das in Abbildung 4.1.1 dargestellte Gitter zeigt den Weg der Bilanzierung in Radseitenraum und Schaufelkanal.

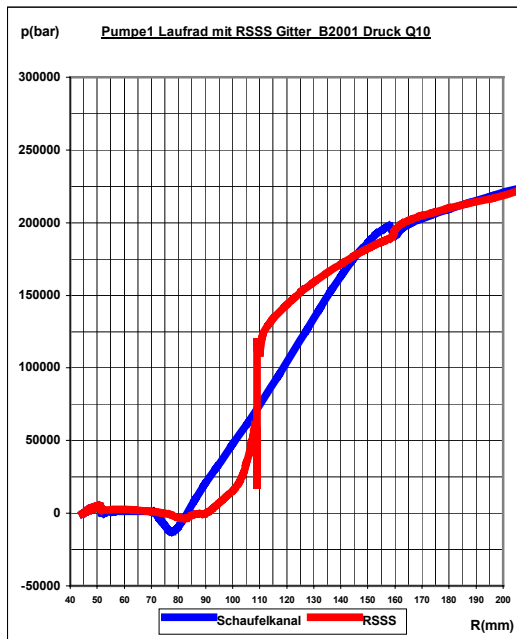


Abbildung 4.2.1: Pumpe 1 Laufrad mit RSSS Gitter B2001 Druck Q10

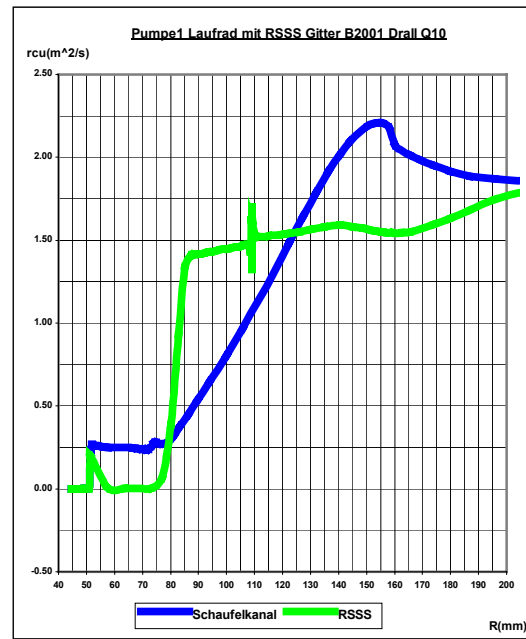


Abbildung 4.2.2: Pumpe 1 Laufrad mit RSSS Gitter B2001 Drall Q10

4.2.1 Druckverlauf

Der für den Schaufelkanal in Abbildung 4.2.1 dargestellte Druck entspricht dem oben erläuterten Verlauf mit dem Unterschied der Darstellung über dem Radius. Da die Durchströmung des Radseitenraumes von außen nach innen erfolgt, soll sie auch in dieser Richtung beschrieben werden. Außerhalb der Austrittskante liegt das Druckniveau in den Randknoten, die nach innen den RSSS abbilden, auf gleicher Höhe wie im Bereich der Knotenebenen des Schaufelkanals. Der Eintritt in den Radseitenraum zeigt sich in einem kleinen Druckabfall genau am Austrittsradius. Hier folgt die radial einwärts durchströmte Zone SPS3 mit rotierender Deckscheibe auf der einen und stehender Gehäusewand auf der anderen Seite. Die in der Literatur dargestellten und auch schon nachgerechneten Geschwindigkeitsprofile (z. B. Lauer[10] oder Schenkel[23]) können im Detail aufgrund der geringen axialen Gitterauflösung nicht erwartet werden. Trotzdem sollte das globale Verhalten einigermaßen treffend berechenbar sein. Der Druck sinkt in diesem Bereich mit zunehmendem Gradienten. Anschließend folgt der durch den Dichtspalt hervorgerufene Sprung nach unten, gefolgt vom weiteren Absinken im Spaltaustritt. Innerhalb dieser Zone gleicht sich der Druck dem Niveau am Eintritt der Strömung an.

4.2.2 Drall

Beginnend auf vergleichbaren Werten zum Schaufelkanal fällt der Drall in Abbildung 4.2.2 von außen bis zur Austrittskante ab. Hier muß man die künstliche Symmetrierandbedingung beiderseits des numerischen Gitters bedenken. Im Falle einer reibungsbehafteten Wand auf der Saugseite ergäben sich andere Verhältnisse. In der Nähe des Austrittsdurchmessers zeigt sich sogar ein leichter Drallanstieg. Dieser wird hervorgerufen durch die Haftbedingung an der

Deckscheibe. Der Drall sinkt weiterhin nur sehr leicht ab und verändert sich auch durch die axiale Umlenkung nicht wesentlich. In dieser Zone wird außer den Wandreibungen, in ähnlicher Größenordnung wie im sonstigen RSSS, kein Moment induziert. Beim Radius von 85 mm beginnt dann der Steilabfall durch die Mischung mit der Hauptströmung. Berücksichtigt man, daß der geometrische Eintritt sich beim Radius von 88 mm befindet, zeigt sich nochmals die enorme Beeinflussung der Hauptströmung. Für die bei kleineren Radien übereinander liegenden Werte ist zu beachten, daß man in der RSSS-Linie radial bilanziert, während die Hauptströmung den hier sichtbaren Drall in Meridianrichtung zeigt. Die kleine Spitze im RSSS entsteht wieder durch den Wechsel der Betrachtungsebene.

4.2.3 Rotationsverhältnis Beta

Trägt man das Verhältnis der Umfangskomponente der Strömung zur Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades

$$Beta = \frac{c_u}{u}$$

auf, so ergibt sich in Abbildung 4.2.3 eine aufschlußreiche Darstellung. Insbesondere im Bereich von R = 83 bis 97 mm zeigt sich eine höhere Umfangskomponente des Mediums im Vergleich zur Geschwindigkeit des Laufrades.

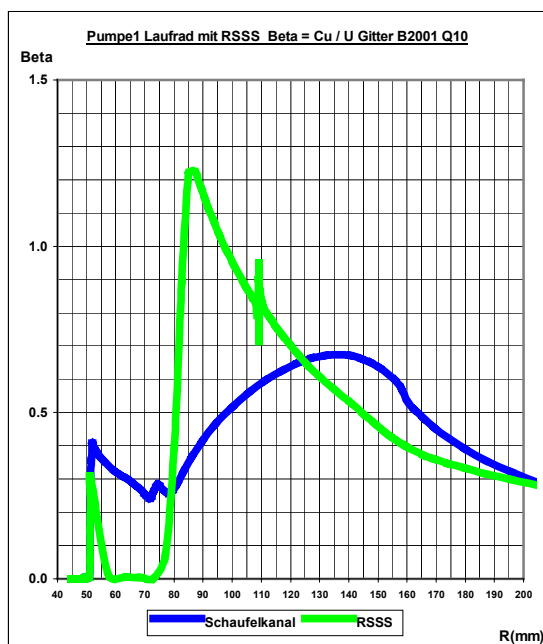


Abbildung 4.2.3: Pumpe 1 Laufrad mit RSSS Beta = Cu / U Gitter B2001 Q10

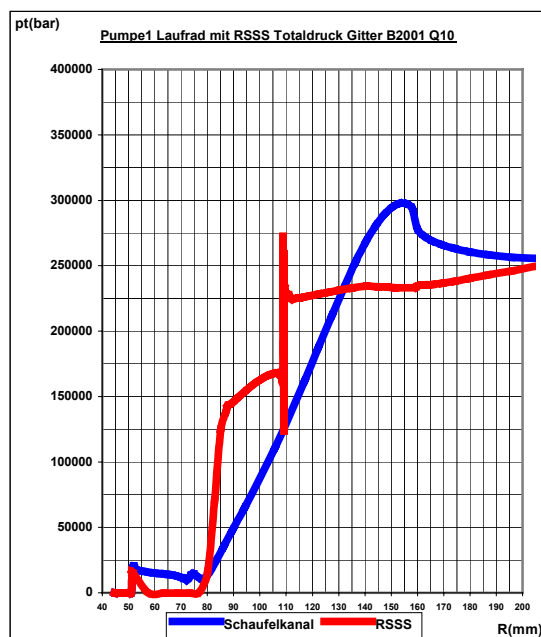


Abbildung 4.2.3: Pumpe 1 Laufrad mit RSSS Totaldruck Gitter B2001 Q10

4.2.4 Totaldruck

Die Darstellung des Totaldruckes über dem Radius in Abbildung 4.2.3 zeigt nur einen mäßigen Abfall außerhalb des axial durchströmten Dichtspaltes. Hier gleichen sich Druckabfall und die Zunahme der Umfangskomponente der

Geschwindigkeit annähernd aus. Der folgende große Sprung wird vom Druck verursacht. Als zweite steil abfallende Zone ergibt sich der Bereich der Mischung mit der Hauptströmung.

4.3 Laufradkennlinien

Da nur für das Gitter B2001 Konvergenz zu erzielen ist, für das Gitter C aber deutlich detailliertere Resultate vorliegen, die direkt mit den Ergebnissen der Berechnungen aller durchströmten Komponenten mit dem Gitter 900000 vergleichbar sind, erfolgt der Vergleich der Berechnung mit und ohne Radseitenraum auf zwei verschiedenen Gittern. Der Vergleich der Gittervarianten A, B und C in Kapitel 3 zeigte recht geringe Differenzen in den Ergebnissen. Ein erster Blick auf die nachfolgenden Diagramme macht klar, daß hier über größere Unterschiede zwischen den Berechnungsvarianten zu berichten ist, so daß die Unterschiede durch die Betrachtung auf zwei Gittern von untergeordneter Bedeutung sind.

Beim Druckverlauf in Abbildung 4.3.1 fällt zunächst die enorme Differenz der Werte auf. Im Bereich des Nennpunktes beträgt die Differenz 20 %. Weiterhin fällt gegenüber der Variante ohne Radseitenraum der lineare Verlauf über dem Volumenstrom auf. Der zuvor beschriebene Sattel ist komplett verschwunden. Eine Ursache dafür könnte das Fehlen der Rezirkulationszone am Schaufeleintritt sein. Diese wird offensichtlich durch die Quereinströmung und den Dralleintrag verhindert.

Der Drall zeigt sich in Abbildung 4.3.2 um einen Betrag von etwa $0.28 \text{ m}^2/\text{s}$ parallel nach unten verschoben. Er verläuft in beiden Fällen linear. Geht man von der Vorstellung aus, daß die Kennlinie eines Laufrades mit Spaltströmung aus der Kennlinie ohne Spaltströmung durch eine Horizontalverschiebung um den Betrag des zusätzlich durch das Laufrad geförderten Volumenstromes entsteht, so zeigt sich, daß hier eine Verschiebung von $0.25 \times Q / Q_{\text{nenn}}$ zur bestmöglichen Deckung führt. Dieser Betrag übersteigt die genannten 17 % Spaltvolumenstrom, ist aber auch dadurch zu erklären, daß der Drall, wie in Abbildung 4.1.8 dargestellt, hinter der Austrittskante bei Berechnung mit Radseitenraum etwas stärker abfällt.

Die Förderhöhenkennlinie in Abbildung 4.3.3 zeigt ähnliche Verhältnisse wie der Druck.

Noch dramatischer sind die Wirkungsgraddifferenzen der Berechnungsvarianten (Abbildung 4.3.4). Der Verlauf der Berechnung mit Radseitenraum ist recht flach, ohne ausgeprägten Bestpunkt. Die Maxima liegen 16 Prozentpunkte auseinander. Die Unstetigkeit bei Q08 ist damit zu erklären, daß es für diesen Volumenstrom nicht gelingt, Konvergenz zu erzielen.

Wie Vergleiche mit Berechnungsergebnissen der Komponenten und mit Meßergebnissen zeigen, sind die hier berechneten Werte für Förderhöhe und Wirkungsgrad deutlich zu niedrig. Die Verluste werden bei weitem überschätzt. Quantitativ betrachtet ist das Ergebnis dieser Berechnungen als unbefriedigend zu bezeichnen. Qualitativ zeigen Vergleiche aber durchaus die richtige Darstellung der Strömungsverhältnisse, wie die Analyse der Berechnung der kompletten Komponenten zeigen wird.

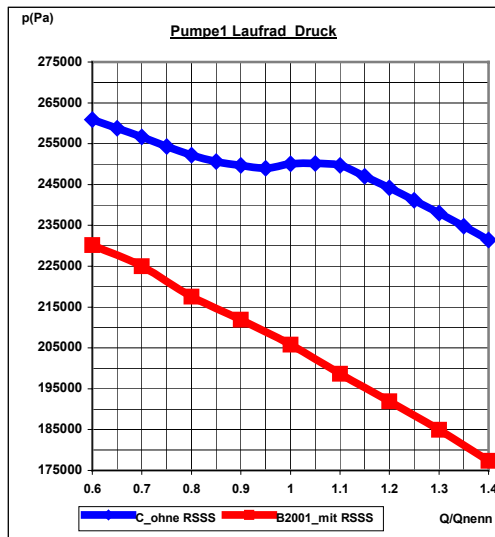


Abbildung 4.3.1: Pumpe 1
Laufrad Druck

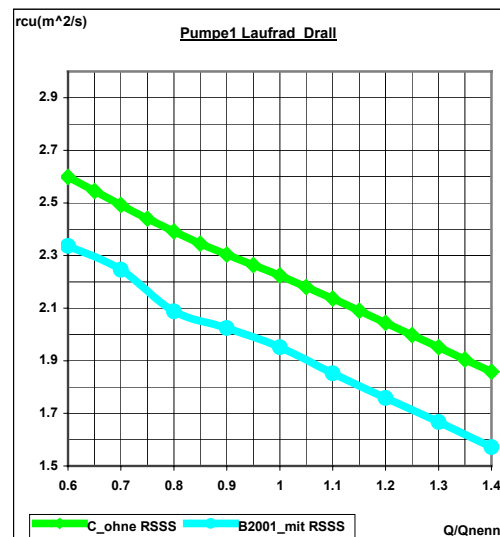


Abbildung 4.3.2: Pumpe 1
Laufrad Drall

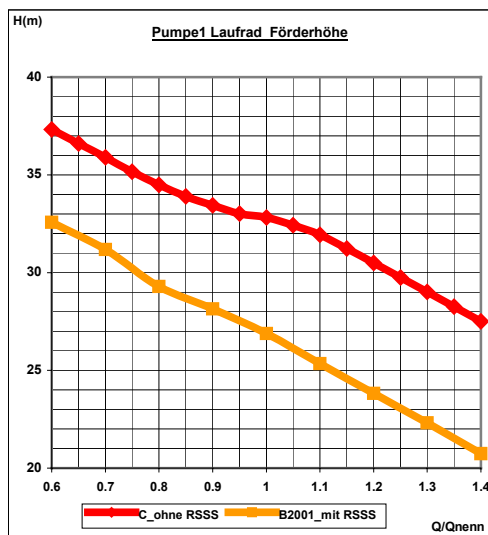


Abbildung 4.3.3: Pumpe 1
Laufrad Förderhöhe

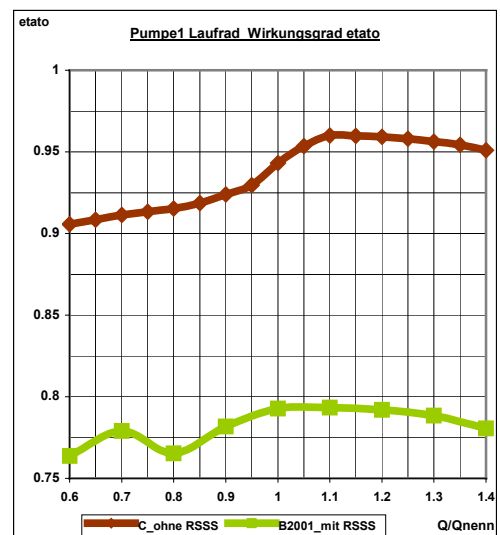


Abbildung 4.3.4: Pumpe 1
Laufrad Wirkungsgrad etato

Abschließend seien noch einmal die Verhältnisse für den Druck und den Totaldruck im Relativsystem für die Berechnungen mit und ohne Radseitenraumströmung in den Abbildungen 4.3.5 bis 4.3.8 gegenübergestellt. Da der Totaldruck im stationären Relativsystem bei verlustfreier Strömung eine Erhaltungsgröße darstellt, zeigen sich die auftretenden Verluste besonders anschaulich.

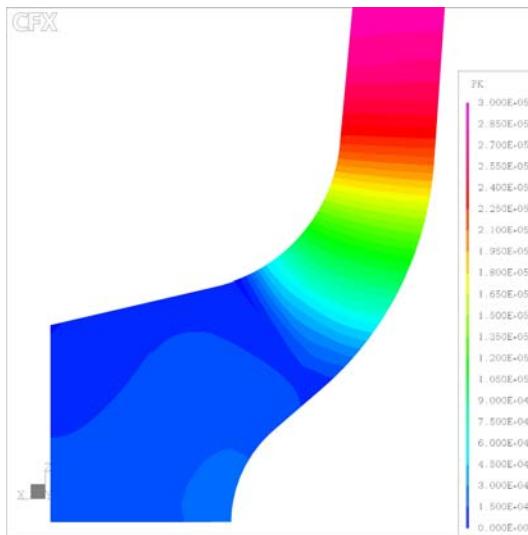


Abbildung 4.3.5: Druck Pumpe 1
Gitter B2001 Q10

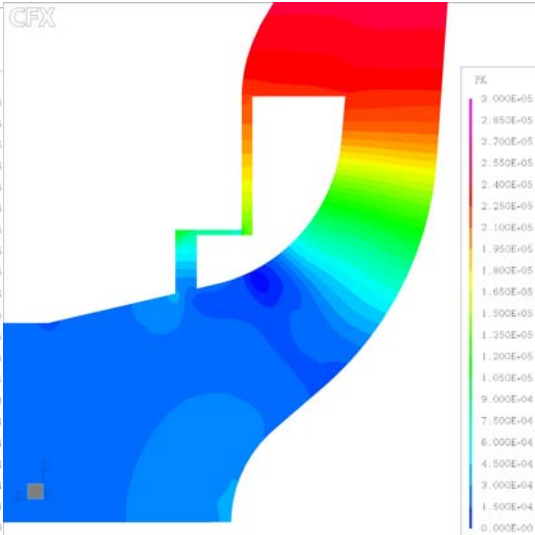


Abbildung 4.3.6: Druck Pumpe 1
Gitter B2001 Q10

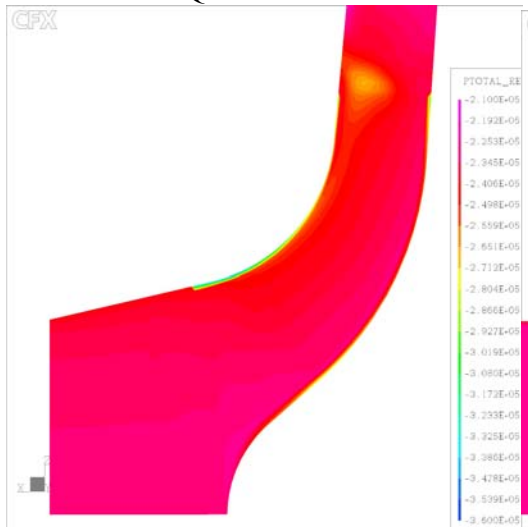


Abbildung 4.3.7: Totaldruck
Relativsystem Pumpe 1
Gitter B2001 Q10

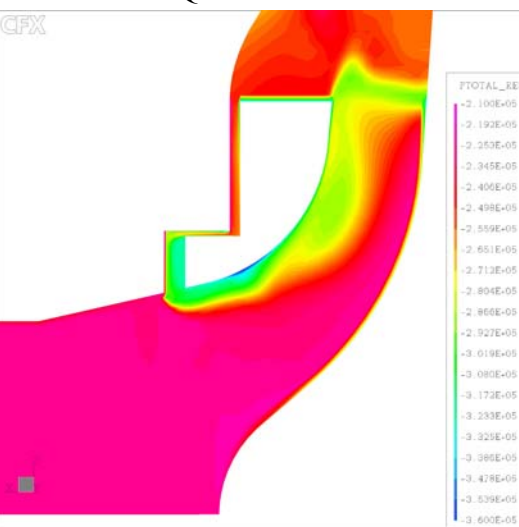


Abbildung 4.3.8: Totaldruck
Relativsystem Pumpe 1
Gitter B2001 Q10

5. Spiralgehäuse

Das zweite Hauptelement einer Kreiselpumpe dieser Bauart ist die Spirale. Ihre Aufgabe als Leitvorrichtung besteht in der verlustarmen Umwandlung der im Laufrad entstehenden kinetischen Energie in Druck.

Eine numerische Berechnung dieses Elementes kann erst nach der Untersuchung der dazugehörigen Schaufel erfolgen, da die Eintrittsrandbedingung der Berechnung nicht nur vom Massenstrom sondern ganz wesentlich vom Drall als Resultat der Schaufelwirkung abhängt.

Grundsätzlich ergeben sich für die Kunststoffkreiselpumpe mit dem extremen fertigungsbedingten axialen Erweiterungsverhältnis von Laufradaustrittsbreite zur Spiralbreite zwei Möglichkeiten, die Eintrittsrandbedingung zu formulieren.

Zum einen kann man nur im Bereich eines Mittelblockes, der die Breite der Austrittskante des Laufrades besitzt, eine drallbehaftete Zuströmung definieren und die beiden seitlich gelegenen Zonen als rotierende Wand setzen. Diese repräsentieren dann die umlaufende Deck- und Tragscheibe mit Haftbedingung.

Die zweite Möglichkeit besteht darin, die Lage der Schnittstelle zwischen Laufrad und Deckscheibe zu nutzen und die komplette Spiralbreite als Eintritt für die Strömung in das Gitter zu definieren.

Die dargestellten Ergebnisse beziehen sich auf die zuerst angesprochene Variante der Eintrittsrandbedingung. Vergleiche zwischen beiden Vorgaben zeigen auch nur geringfügige Differenzen im Ergebnis.

Beide Varianten bilden die Verhältnisse in der Maschine nur unvollkommen ab. Die Laufradabströmung ist über den Umfang äußerst ungleichmäßig. Insbesondere die Wirkung der einzelnen Schaufelkanäle kann durch Vorgabe einer gleichmäßigen Randbedingung für den Eintritt in die Spirale natürlich nicht abgebildet werden. Auch die Übernahme einer stationären Verteilung, z. B. aus dem Ergebnis einer Berechnung mit der Frozen Rotor Randbedingung, verbessert die Situation nur bedingt, da im Bereich der Schnittstelle instationäre Effekte vorherrschen. Die Strömung in der Nähe der saugseitigen Gehäusewand wird von dem Abströmen in den Radseitenraum bestimmt. Eine detaillierte Beurteilung der Berechnungsergebnisse wird in Kapitel 11 folgen. Dort werden dann die hier beschriebenen Resultate mit den instationären Ergebnissen der Berechnung der kompletten Komponenten verglichen.

Zur Optimierung des Spiralgehäuses sind stationäre Berechnungen in jedem Falle sinnvoll. Die komplexe Wechselwirkung zwischen Rotor und Spirale kann anschließend in einer instationären Berechnung der kompletten Komponenten untersucht werden.

5.1 Randbedingung ohne Radseitenraum (RB1)

Zunächst erfolgt die Berechnung der Spirale unter Vorgabe der Eintrittsrandbedingung für den Drall nach den Ergebnissen der Schaufelkanalberechnung ohne Radseitenraum bei unterschiedlichen Massenströmen (RB1).

Die Abbildungen 5.1.1 und 5.1.2 veranschaulichen die Druckverhältnisse der untersuchten Spirale in der Gesamtansicht und im Bereich des Druckstutzens mit den überlagerten Geschwindigkeitsvektoren. Hier ergibt sich über einen weiten Bereich am Eintritt ein konstanter Druck.

Die folgenden Diagramme zeigen den Verlauf einzelner Größen an den drei zuvor definierten Bilanzquerschnitten. Größen mit dem Index 5 stellen die Veränderung einer Größe vom Eintritt in die Spirale (Index 4) bis zum Beginn des Druckstutzens dar. Sie repräsentieren damit die Veränderungen innerhalb der Spirale bis zum Endquerschnitt. Der Querschnitt 6 befindet sich unmittelbar am Austritt des Druckstutzens. Anhand der Veränderungen von 5 nach 6 kann seine Wirkung beurteilt werden. Da die Strömung hier jedoch noch recht ungleichmäßig über dem Querschnitt verteilt ist und die anschließenden Mischungsvorgänge oder sogar Ablösungsvorgänge zu Verlusten führen, die der Pumpe zuzuordnen sind, wird das Gitterende (Querschnitt 7) im Abstand vom dreifachen Rohrleitungsdurchmesser hinter Querschnitt 6 für die Kennlinienbilanzen herangezogen. Druckverluste infolge einer ausgebildeten turbulenten Rohrströmung ohne die Wirkung der Pumpe werden auf die kurze Länge vernachlässigt.

Abbildung 5.1.3 zeigt die Druckerzeugung, dargestellt als statische Höhe über dem Volumenstrom. Alle Größen zeigen einen parabelförmig abfallenden Verlauf. Im Bereich des Nennpunktes beträgt der Druckanstieg 3.76 m bis zum Spirалendquerschnitt, gefolgt von weiteren 3.26 m bis zum Gitteraustritt. Zur Teillast hin dominiert der Anteil der Druckerzeugung in der Spirale, während bei Überlast ein Druckabfall erfolgt. Die Kurven 6 und 7 liegen fast übereinander. Zwischen diesen Querschnitten findet keine Querschnittsveränderung mehr statt. Somit sind die geringen Druckerhöhungen im rechten Bereich der Kennlinie auf die Umwandlung von lokal erhöhten Geschwindigkeitskomponenten zurückzuführen.

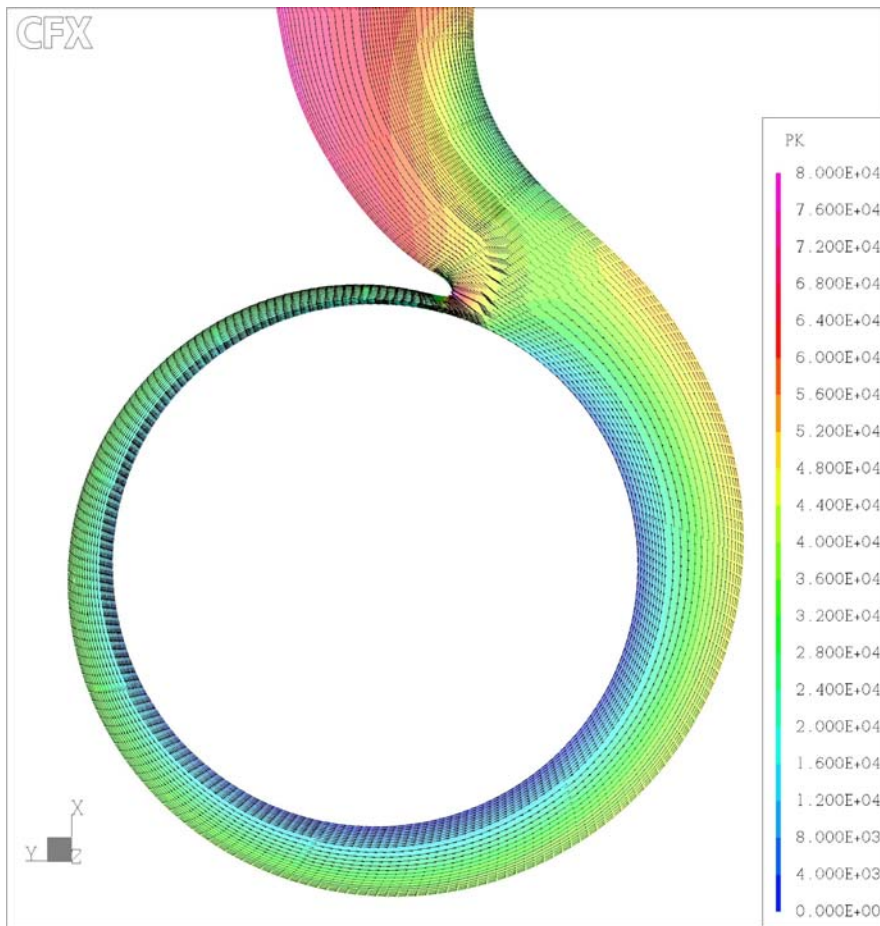


Abbildung 5.1.1: Druckverteilung Spirale Q 10 Gitter 250000

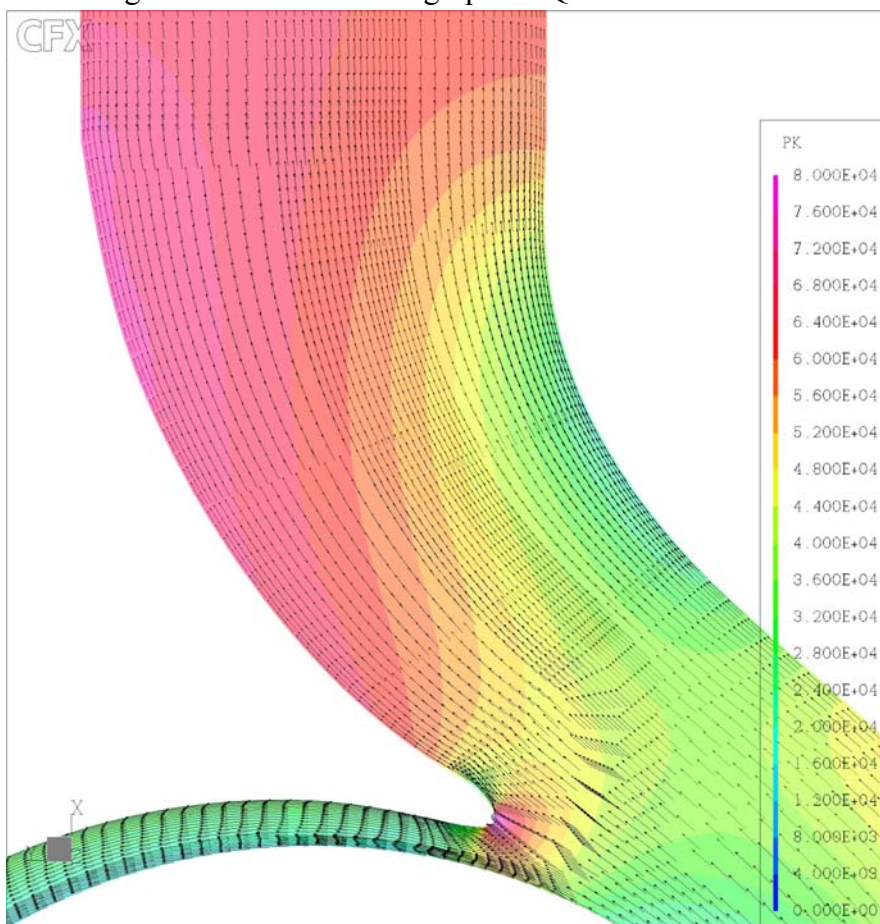


Abbildung 5.1.2: Druckverteilung Druckstutzen Q 10 Gitter 250000

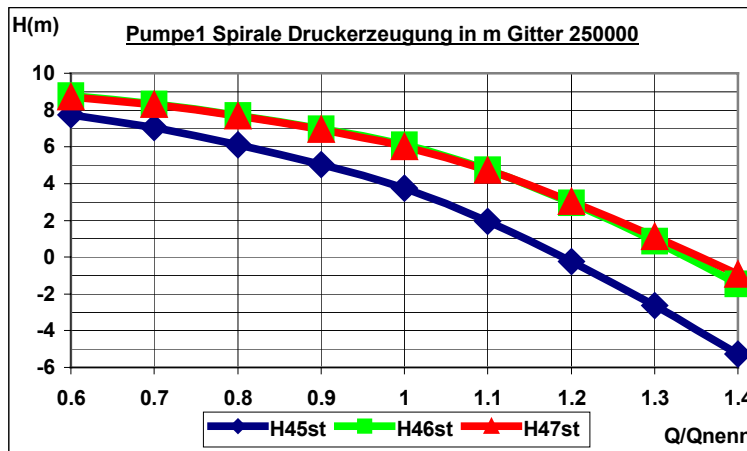


Abbildung 5.1.3: Pumpe 1 Spirale Druckerzeugung Gitter 250000

Die Betrachtung der Verluste in Abbildung 5.1.4, wieder dargestellt in Form einer Höhe, gibt zusätzlich einen Eindruck von den Verhältnissen in der Spirale. Es zeigen sich Parabeln mit dem Minimum genau beim Nennvolumenstrom. Abbildung 5.1.5 zeigt, daß die Verlustdifferenz von Querschnitt 5 nach 7 auch für Q_{nenn} minimal ist.

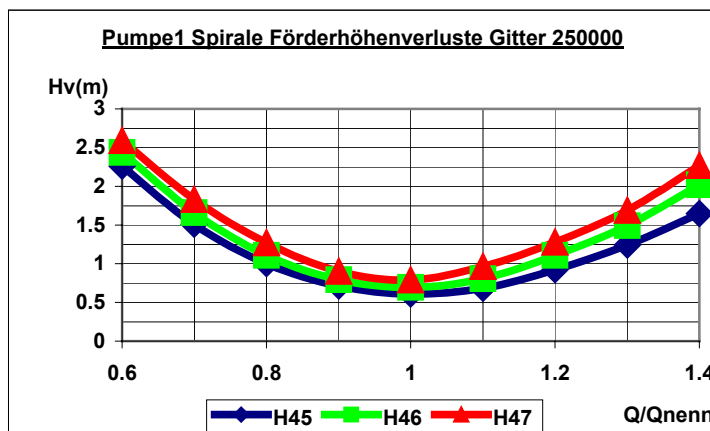


Abbildung 5.1.4: Pumpe 1 Spirale Förderhöhenverluste Gitter 250000

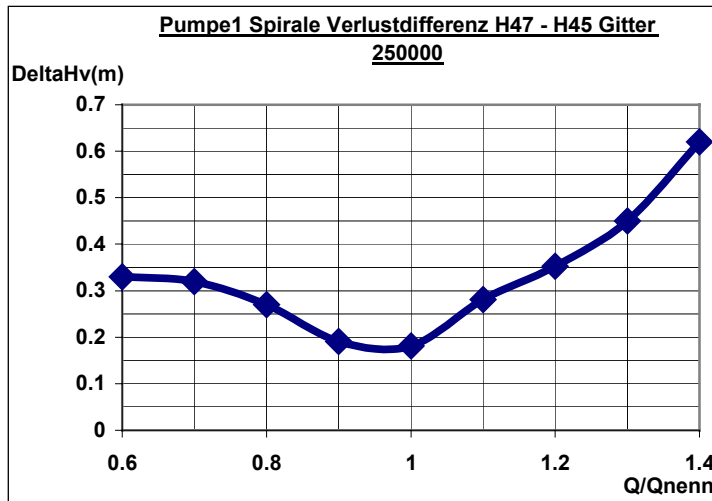


Abbildung 5.1.5: Pumpe 1 Spirale Verlustdifferenz H47 - H45 Gitter 250000

Kennlinie

Nach der Berechnung von Laufrad und Spirale stehen nun Daten für den Vergleich mit einer Kennlinienmessung zur Verfügung. In einer ersten Annäherung kann die Gesamtförderhöhe aus den berechneten Werten der Laufradförderhöhe, reduziert um die Spiralverluste, ermittelt werden (Abbildung 5.1.6). Es zeigt sich schon eine brauchbare Übereinstimmung. Im Bereich des Nennvolumenstromes beträgt die Abweichung zwischen Messung und Rechnung 3 m oder ca. 10 %. Bei Teillast bleibt der Differenzbetrag annähernd konstant während er zur Überlast deutlich ansteigt. Die Neigung der berechneten Kurve ist über den gesamten Bereich etwas zu flach.

Der Vergleich der Wirkungsgrade in Abbildung 5.1.7 zeigt zwischen Messung und Rechnung Unterschiede in der Lage des Maximums. Dies ist auch nicht erstaunlich, da bei der Laufradberechnung der Spaltvolumenstrom nicht berücksichtigt wurde.

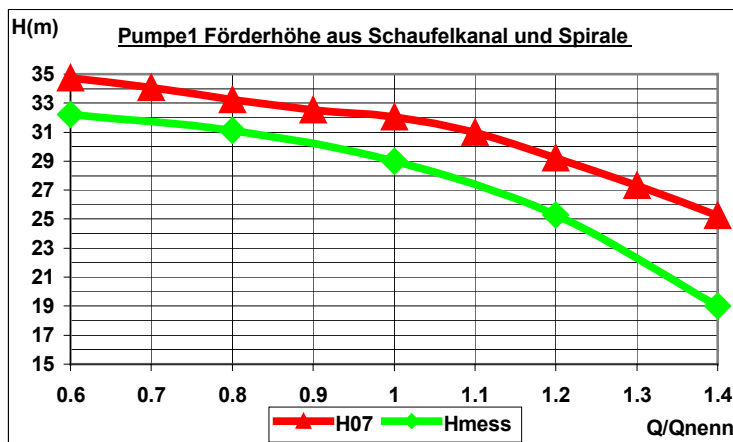


Abbildung 5.1.6: Pumpe 1 Förderhöhe aus Schaufelkanal und Spirale

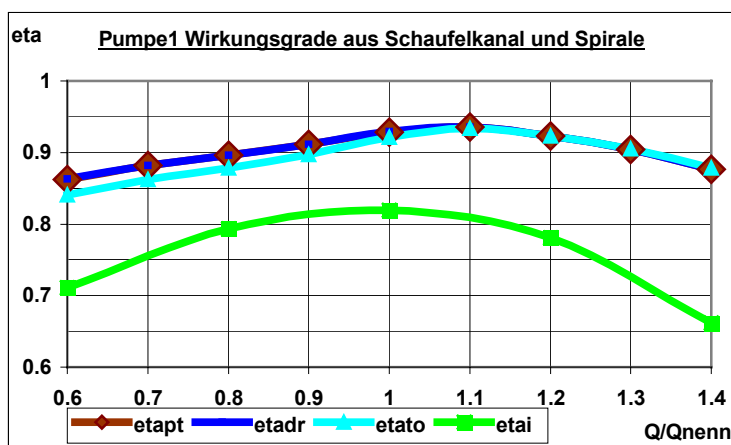


Abbildung 5.1.7: Pumpe 1 Wirkungsgrade aus Schaufelkanal und Spirale

5.2 Randbedingung mit Radseitenraum (RB3)

Durch Berücksichtigung der Ergebnisse der Berechnung mit Radseitenraum (RB3) verändern sich die Verhältnisse deutlich. Die geringere Förderhöhe geht auch mit einer deutlichen Reduzierung des aus dem Laufradgitter austretenden Dralles einher. Der verringerte Drall am Eintritt in die Spirale setzt sich in einer generellen Absenkung der Umfangsgeschwindigkeiten in den kompletten Spiralquerschnitten fort, wodurch die Geometrie zu eng wird. Dies zeigt sich in Abbildung 5.2.2 in der Verschiebung des Verlustminimums zu kleineren Volumenströmen. Neben der Absenkung des Minimums um 10 % des Nennvolumenstromes liegt es auch auf etwas niedrigerem Niveau. Die Umsetzung in statischen Druck vermindert sich über die komplette Kennlinie, da durch die Drallabsenkung am Eintritt nur ein geringeres Geschwindigkeitspotential zur Verfügung steht (Abbildung 5.2.1).

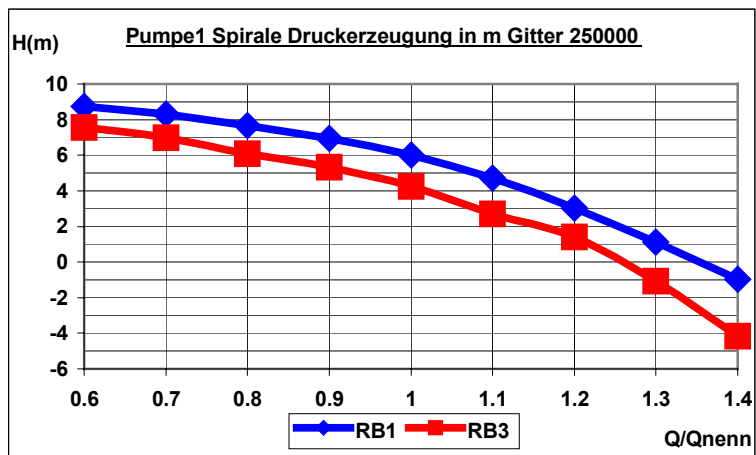


Abbildung 5.2.1: Pumpe1 Spirale Druckerzeugung Gitter 250000

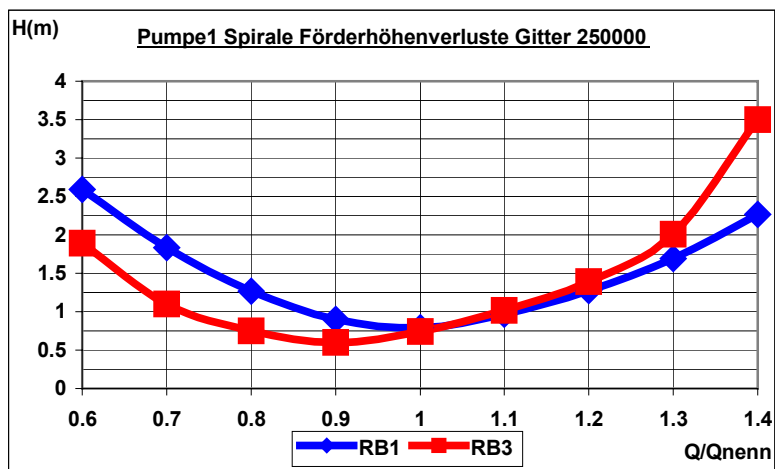
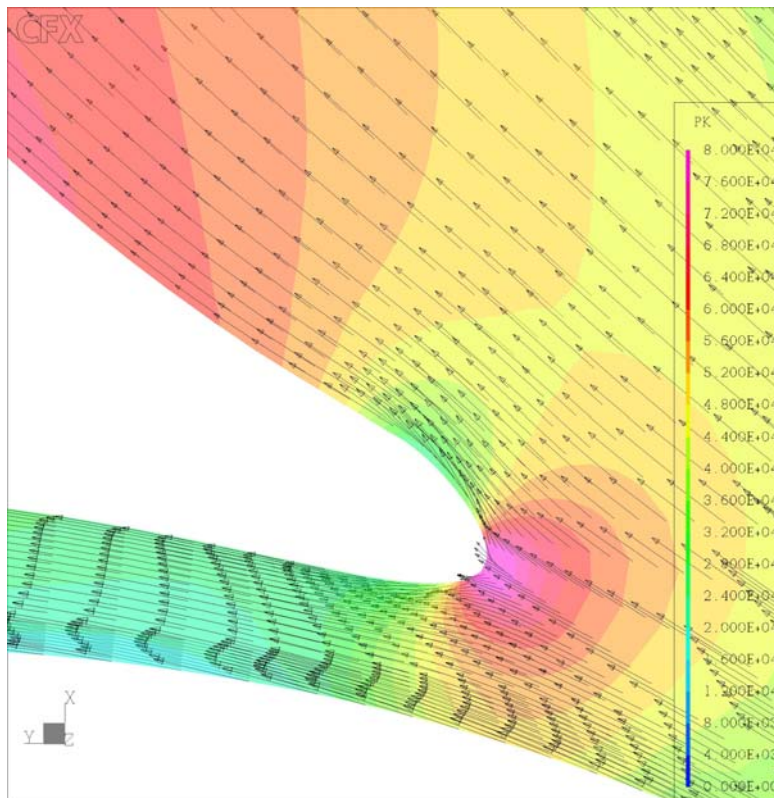
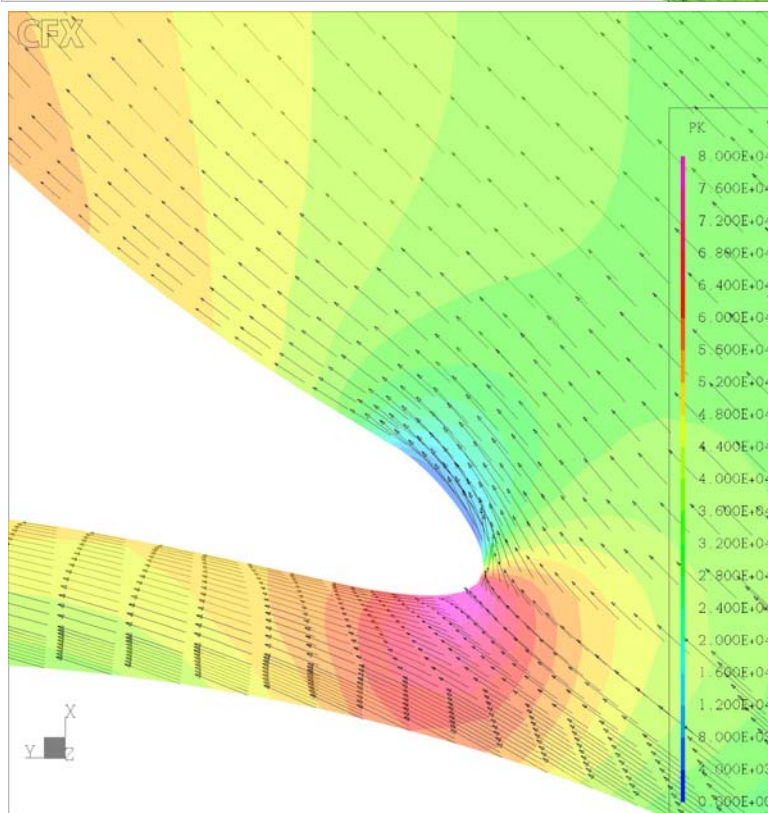


Abbildung 5.2.2: Pumpe1 Spirale Förderhöhenverluste Gitter 250000

Besonders prägnant zeigt sich die Veränderung anhand der Lage des Staupunktes an der Zunge.



ohne Radseitenraum



mit Radseitenraum

Abbildung 5.2.3: Druckverteilung Zunge Randbedingung ohne / mit Radseitenraum Q 10 Gitter 250000

Kennlinie

Analoges Vorgehen wie zuvor ergibt Kennlinien für die Förderhöhe (Abbildung 5.2.4) und den Wirkungsgrad (Abbildung 5.2.5). Dabei zeigen beide über dem kompletten Bereich niedrigere oder maximal gleich hohe Werte im Vergleich zur Messung. Dies verdeutlicht nochmals die Überschätzung der auftretenden Verluste in der Schaufelkanalberechnung mit Radseitenraum. Im Falle des Wirkungsgrades verschiebt sich das Optimum nun in den Bereich des Nennvolumenstromes.

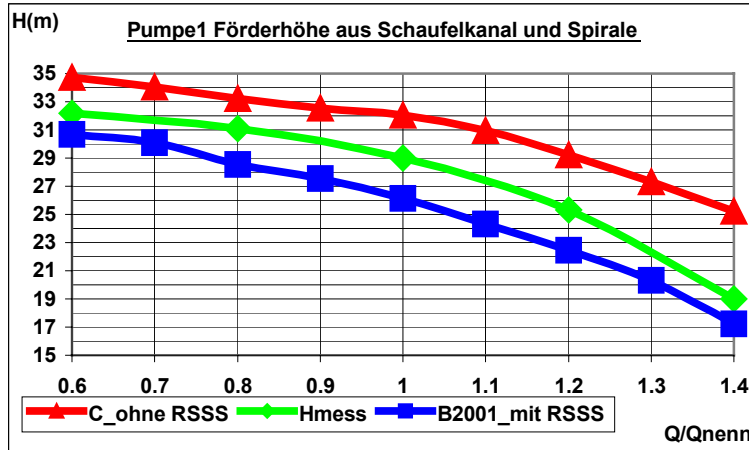


Abbildung 5.2.4: Pumpe 1 Förderhöhe aus Schaufelkanal und Spirale im Vergleich zur Messung Hmess

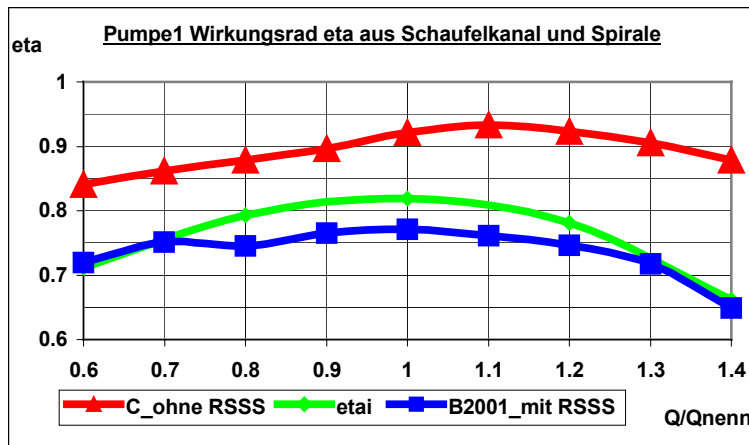


Abbildung 5.2.5: Pumpe 1 Wirkungsgrad eta aus Schaufelkanal und Spirale im Vergleich zur Messung etai

Quantitativ sind diese Ergebnisse zunächst nicht befriedigend. Sie zeigen jedoch qualitativ den richtigen Weg zur Spiraloptimierung. Durch realistischere Ergebnisse von Einzelkanalberechnungen mit Radseitenraum sollte es möglich sein, durch eine verbesserte Eintrittsrandbedingung die Spirale auch für das Vorhandensein der saugseitigen Leckage zu optimieren. Transiente Berechnungen werden in den folgenden Kapiteln deutliche Veränderungen aufzeigen.

6. Berechnung Laufrad und Spirale Frozen Rotor / Transient

Nach der separaten Berechnung von Schaufelkanal und Spirale ist der nächste logische Schritt, diese gemeinsam zu untersuchen. Hierfür gibt es die Möglichkeit, stationäre Berechnungen mit der Frozen Rotor Variante durchzuführen oder komplett instationär zu rechnen. Da es für die betrachtete Geometrie der Pumpe 1 mit dem Frozen Rotor nur ohne Radseitenraum gelingt, Konvergenz zu erzielen, beziehen sich die vergleichenden Darstellungen dieses Kapitels ausschließlich auf die Elemente Laufrad und Spirale. Wie in den Kapiteln 7 und 8 gezeigt wird, sind die Ergebnisse mit dem kleinen Gitter 160000 nahezu gleichwertig zu den Resultaten der Untersuchung mit dem großen Gitter 900000. Um den Aufwand zu begrenzen, werden die Vergleichsuntersuchungen deshalb nur mit dem kleinen Gitter durchgeführt. Hierfür ist auch das mäßige Konvergenzverhalten der einzelnen Frozen Rotor-Berechnungen verantwortlich.

Zur Interpretation der Ergebnisse müssen die in den Darstellungen verwendeten Winkel erläutert werden.

Der Rechenwinkel φ (Phi) gibt bei transienten Untersuchungen die Drehung des Rotors an. Ein Winkel von $\varphi = 720^\circ$ bedeutet, daß das Laufrad über zwei volle Umdrehungen transient berechnet wird. Beim Frozen Rotor gibt der Winkel φ die feste Stellung an, in der die Berechnung erfolgt.

Der Spiralwinkel φ_z (Phiz) ordnet einer Größe oder einem Element den auf den Zungenmittelpunkt bezogenen Winkel zu.

Bei der Darstellung über der Schaufelteilung werden Resultate des Frozen Rotors beim Winkel φ der identischen Rotorwinkelstellung einer transienten Berechnung gegenübergestellt.

Allen Berechnungen wird als Eintrittsrandbedingung der Massenstrom und als Austrittsrandbedingung der gemittelte statische Druck vorgegeben.

6.1 Frozen Rotor

Die geeignete Wahl des Zeitschrittes ist beim Frozen Rotor eine grundlegende Voraussetzung, um über die verschiedenen Winkelstellungen und Volumenströme jeweils konvergente Lösungen zu erzielen (siehe 2.3.2). Für alle Berechnungen ist es zwingend notwendig, das vorgegebene Residuum zu erreichen.

Das Verhalten einzelner Größen bei unterschiedlichen Rotorpositionen ist exemplarisch in Abbildung 6.1.3 dargestellt. Es zeigen sich auf den ersten Blick erhebliche Abhängigkeiten der Lösung von der Winkelstellung des Laufrades. Die maximalen Unterschiede im Wirkungsgrad bei Q06 liegen beispielsweise bei 3.5 Prozentpunkten. Erst durch Mitteln der Einzelresultate über dem Winkel entsteht eine verwertbare Bilanz. Zur detaillierten Beurteilung wird innerhalb dieser Arbeit eine Schaufelteilung in der Regel in 15 Schritte unterteilt. Dies hat bei der Untersuchung von 5 Betriebspunkten zur Folge, daß 75 einzelne Frozen Rotor- Berechnungen auszuführen sind. Als Startlösung kann immer die zuvor erhaltene Lösung herangezogen werden.

Bei Optimierungen besteht die Gefahr der Überlagerung von zwei Effekten. Zum einen kann eine Variation im Ergebnis die Folge der Veränderung der Geometrie sein. Zum zweiten ist aber auch die unterschiedliche Stellung des Laufrades zur Spirale eine mögliche Ursache für unterschiedliche Resultate.

Die Neigung einer Kennlinie kann durch eine einzige Berechnung pro Volumenstrom in erster Näherung ermittelt werden.

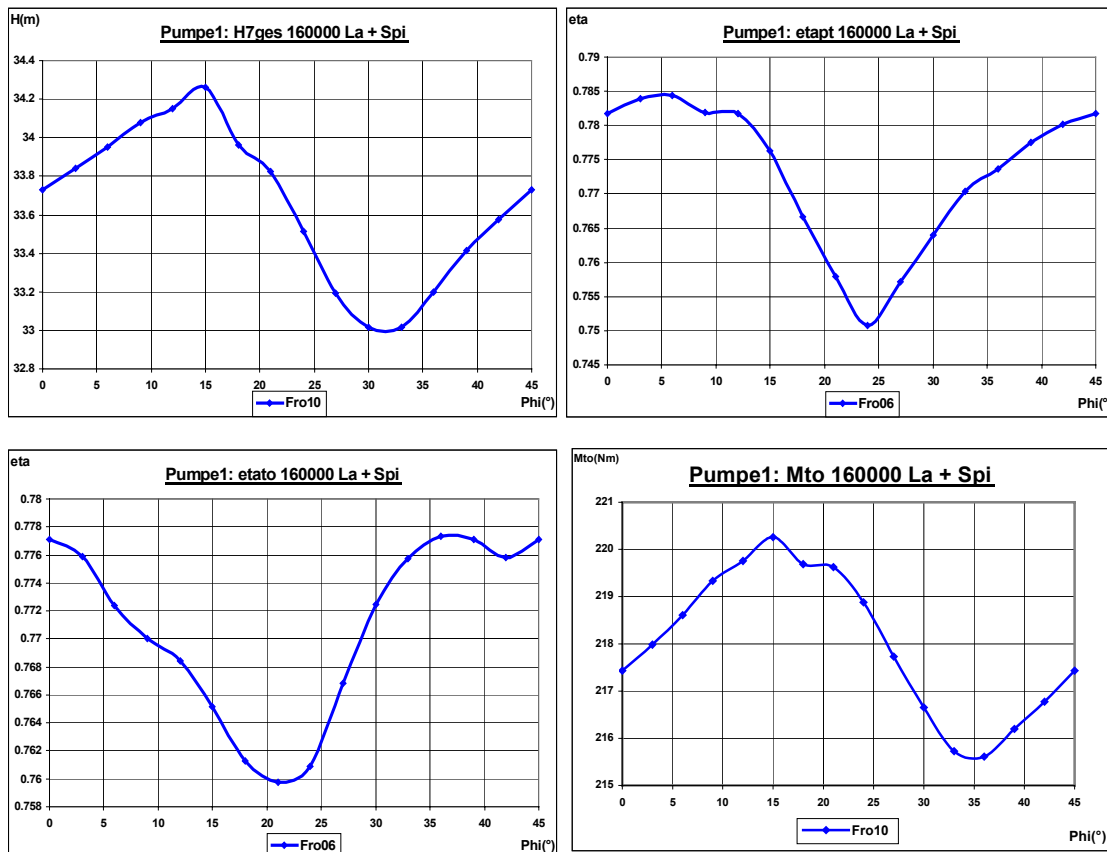


Abbildung 6.1.3: Pumpe 1 Größen Frozen Rotor Laufrad und Spirale Gitter 160000

6.2 Transient Rotor Stator

Auch bei der transienten Berechnung ist zunächst ein geeigneter Zeitschritt zu wählen. Hier wird die Rotation über den Zeitschritt gesteuert. Aus der Winkelgeschwindigkeit von ω und der Absicht, beispielsweise eine komplette Umdrehung in 120 Schritte zu unterteilen, erhält man

$$t = \frac{2 \pi}{\omega} \frac{1}{120}$$

Dies entspricht einer Drehung von 3° pro Zeitschritt. Die Anzahl der inneren Iterationen wird normalerweise von Beginn einer Rechnung an auf drei begrenzt. Exemplarisch erfolgt zum Schluß einer Untersuchung auch die Freigabe der inneren Iterationen. Dann wird das Ende der Subiterationen vom Konvergenzkriterium gesteuert. Durch das extrem schnelle Abklingen des Fehlers sind auch hier in der Regel nur 6 - 8 innere Iterationen notwendig. Die Lösung ändert sich kaum.

Betrachtet man die Resultate verschiedener Größen in Abbildung 6.2.1, so zeigt sich auf den ersten Blick, daß alle dargestellten Größen deutlich mit der Schaufelfrequenz oszillieren. Zu Beginn einer Berechnung erkennt man einen mehr oder weniger stark ausgeprägten Einschwingvorgang. Anschließend ist dann meist ein stabiles Schwingen zu beobachten. Die Dauer des Einschwingvorganges ist von der Güte der Startlösung abhängig. Sie sollte die Massen- und Impulsbilanz erfüllen. Hier hat sich ein konvergiertes Frozen Rotor-Resultat besonders bewährt. Als zweite zu beobachtende Schwankung zeigt sich insbesondere bei Teillast die Drehfrequenz. Bei Q06 und Q08 sind mehr als zwei Umdrehungen notwendig, um diesen Anteil zu eliminieren. Beim Nennvolumenstrom und bei Überlast sind die kürzesten Abklingvorgänge zu stabilen Lösungen hin zu beobachten. Bei den meisten Berechnungen erweisen sich zwei komplette Umdrehungen für ein erstes brauchbares Resultat als geeignet. Zur Ermittlung einer einzelnen Größe kann dann analog zum Frozen Rotor über eine Schaufelteilung gemittelt werden.

Bei der Beurteilung der Ergebnisse ist zu bedenken, daß die Vorgabe eines konstanten Massenstromes eine sehr steife Randbedingung darstellt. In der Realität besitzt jede Rohrleitung auch eine hydraulische Nachgiebigkeit, die es beispielsweise ermöglicht, auf einen Druckanstieg durch Veränderung des Massenstromes zu reagieren. Innerhalb der Rechnung ist das System jedoch in dieser Hinsicht steif. Zusätzlich sind in der Praxis auch leichte Schwankungen in der Winkelgeschwindigkeit denkbar.

Um eine gleichartige Bilanzierung der stationären und instationären Berechnung durchzuführen, wird innerhalb dieses Kapitels die Änderung der kinetischen Energie meistens nicht berücksichtigt.

Bei der Darstellung Förderhöhe (Abbildung 6.2.1 oben) betragen die Schwankungen über einer Teilung bis zu 10 % des Mittelwertes. Sie werden im wesentlichen vom Druck hervorgerufen. Die geringsten Amplituden zeigen sich beim Nennvolumenstrom. Die Förderhöhe zeigt besonders deutlich, daß die beiden Teillastberechnungen nach zwei Umdrehungen noch kein festes Niveau erreicht haben. Hier muß noch weiter gerechnet werden.

Der Drall reagiert nach Start der Berechnung bei Teillast besonders ausgeprägt (Abbildung 6.2.1 Mitte links). Es entsteht ein deutlicher Abfall. Erst nach etwa einer halben Umdrehung wird ein einigermaßen stabiles Niveau erreicht.

Das Drehmoment (Abbildung 6.2.1 unten links) erweist sich dagegen als besonders unempfindlich gegenüber dem Einschwingvorgang. Bei Teillast sind Schwankungen von 5 % um den Mittelwert zu erkennen.

Die beiden Wirkungsgrade (Abbildung 6.2.1 rechts) zeigen ein vergleichbares Verhalten auf unterschiedlicher Höhe. Besonders bei Teillast erkennt man ein Überspringen auf hohe Werte, die im Fall von η_{7to} sogar den Wert 1 kurzfristig übersteigen. Innerhalb der zweiten Umdrehung sind dann aber stabile Verhältnisse zu sehen. Auffällig sind die extremen Amplituden. Der Wert für η_{7to} bei Q06 schwankt um 15 %. Die geringste Oszillation von nur 2 % zeigt sich für η_{7pt} bei Q10.

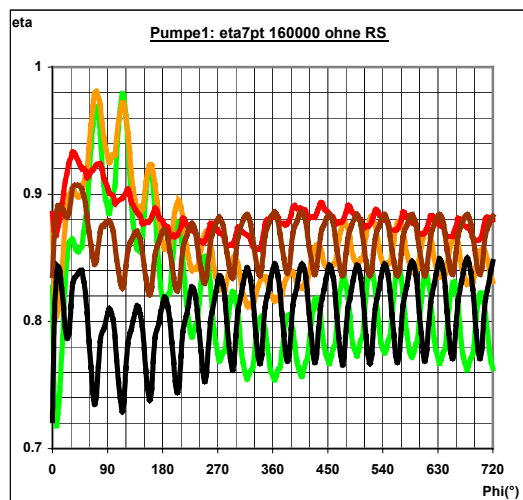
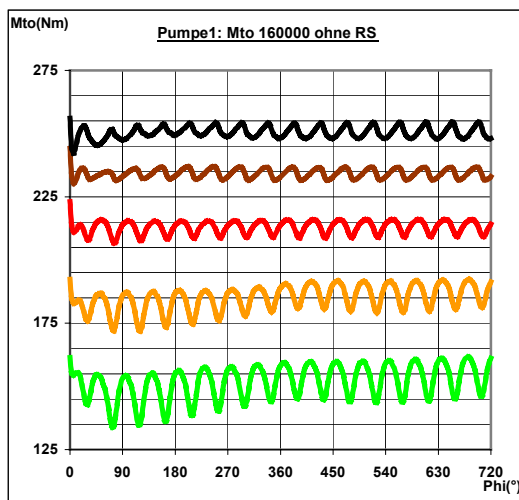
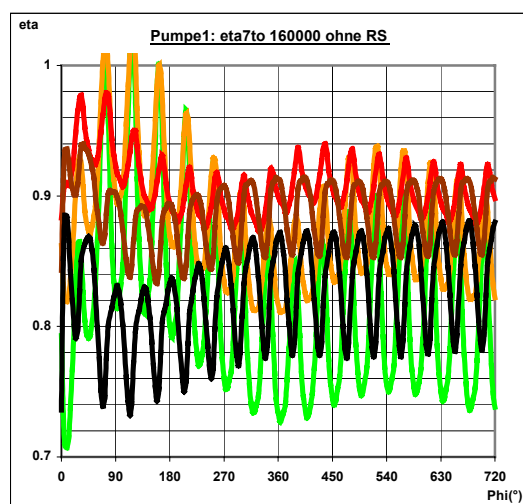
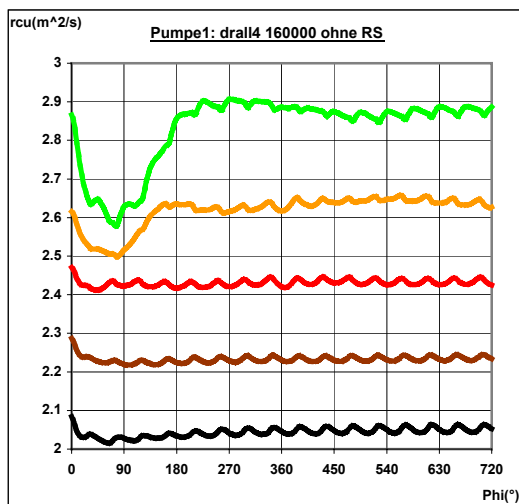
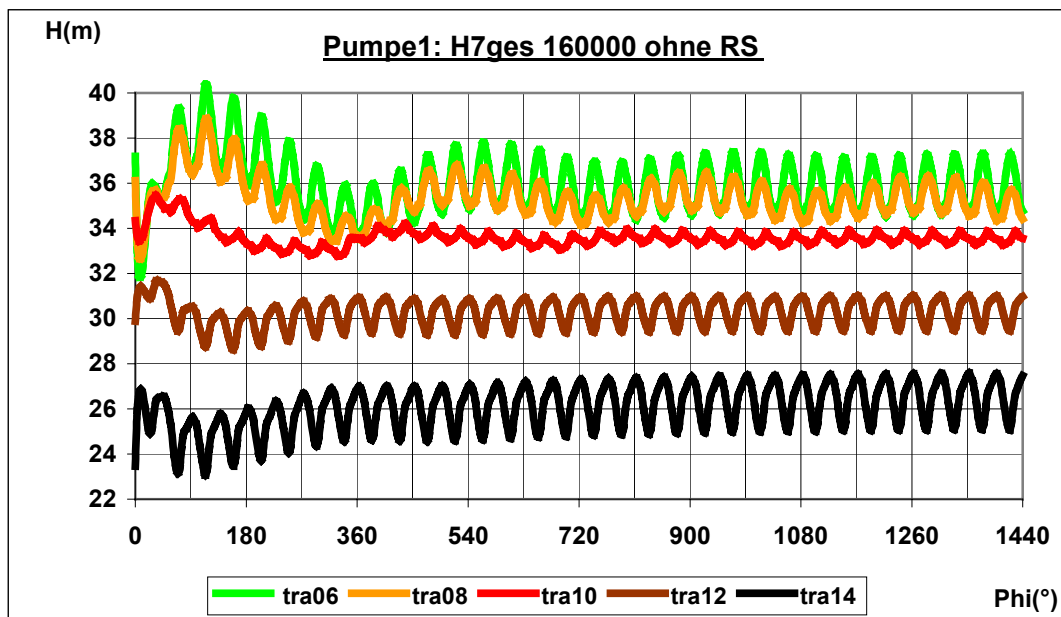


Abbildung 6.2.1: Pumpe 1 Größen 160000

Transient Laufrad und Spirale Gitter

6.3 Wahl des Zeitschrittes

Die Wahl des Zeitschrittes entsprechend einer Drehung von 3° ist zunächst ohne detaillierte Untersuchung erfolgt. Ausgehend von der stabilen Lösung der zuvor beschriebenen Rechnung wird jetzt eine Variation durchgeführt. Die Abbildung 6.3.1 zeigt den Verlauf der Ergebnisse bei Wahl des Zeitschrittes entsprechend einer Winkeldrehung von 1.5° bis 9° . Es ist zu erkennen, daß alle Berechnungen recht vergleichbare Resultate liefern. Auch die extrem große Schrittweite von 9° bildet alle Größenverläufe über einer Schaufelteilung deutlich ab. Hier werden nur 5 Schritte pro Schaufeldurchgang berechnet. Zu kleineren Winkeldrehungen hin ist die feinere Auflösung innerhalb einer Teilung zu erkennen. Bei allen dargestellten Größen ist eine eindeutige Ordnung der Größen zu beobachten. Für Förderhöhe, Drall und Drehmoment ergeben sich bei 9° die maximalen Werte, während die höchsten Wirkungsgrade für eine Drehung um 1.5° zu erkennen sind. Der Verlauf der Förderhöhe über eine Umdrehung zeigt ein noch nicht abgeschlossenes Auseinanderdriften der Beträge. Besonders beim Drall ist der Anpassungsvorgang schon nach zwei Schaufelteilungen abgeschlossen.

Für die weitere Wahl des Zeitschrittes ist einerseits zu beachten, daß die Rechenzeit bei gleichem Betrag des zu berechnenden Rotationswinkels linear mit der feineren Auflösung ansteigt. Andererseits ist zum Vergleich mit den stationären Resultaten des Frozen Rotors und zur detaillierteren Betrachtung der Verhältnisse auch eine gute Auflösung über einer Schaufelteilung anzustreben.

Für die weiteren Berechnungen wird daher generell mit einer Auflösung des Winkels von 3° gearbeitet. Dies stellt einen günstigen Kompromiß zwischen Rechenzeit und Auflösung lokaler Effekte dar.

Da ein Umschalten des Zeitschrittes nur für sehr kurze Zeit Auswirkungen auf die Lösung zeigt, ist es auch vorstellbar, mit recht großen Werten zu starten, um den Einschwingvorgang zu beschleunigen und dann sukzessive auf kleinere Schrittweiten überzugehen.

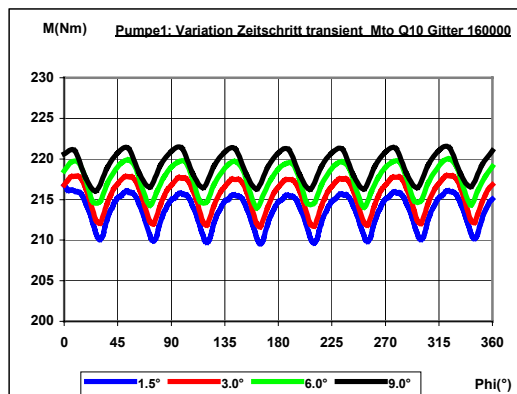
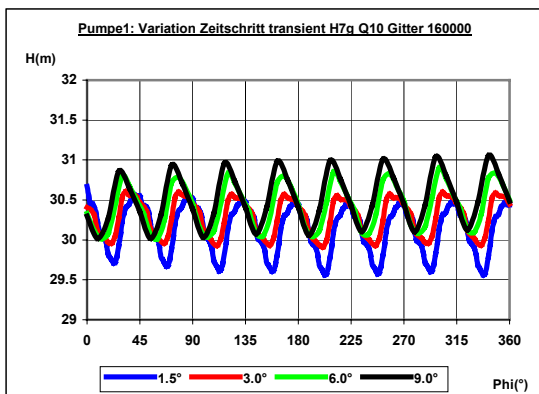
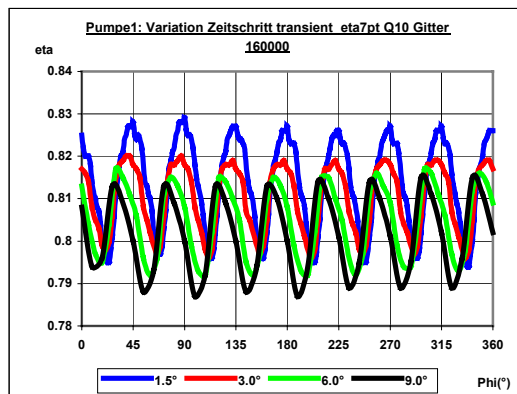
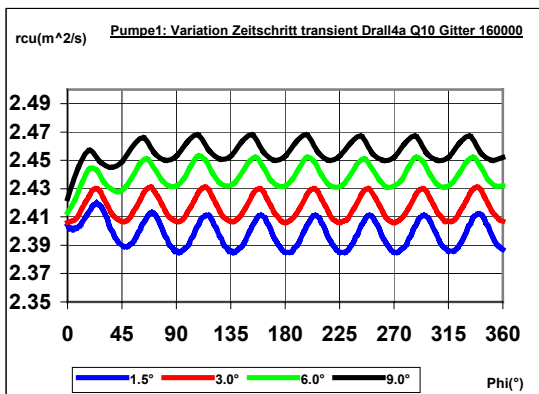
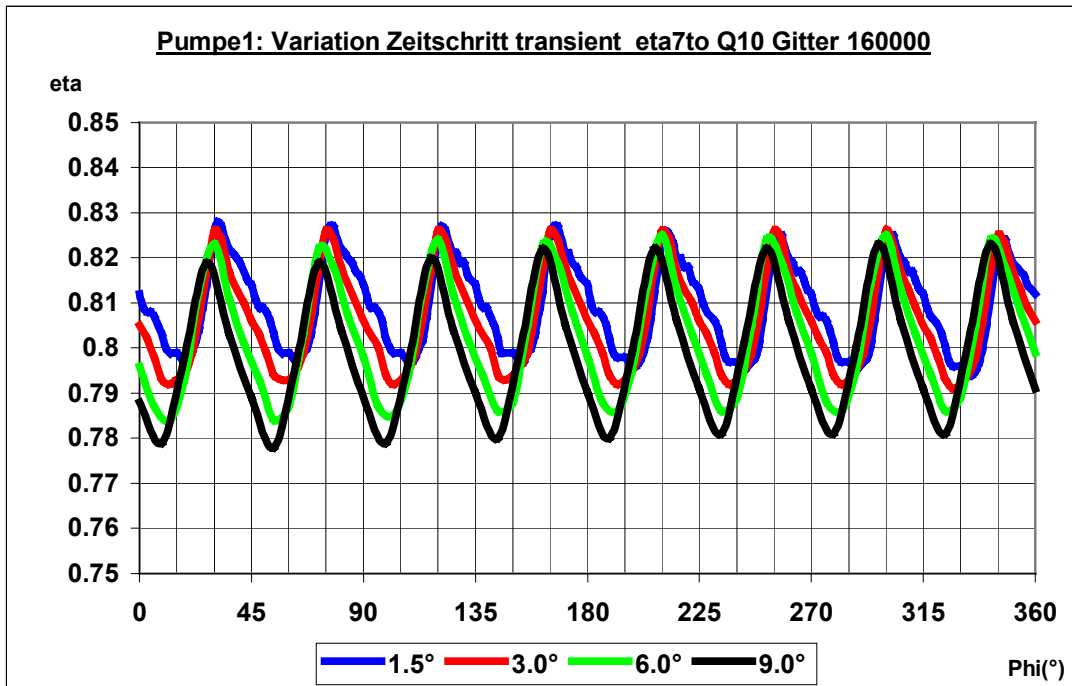


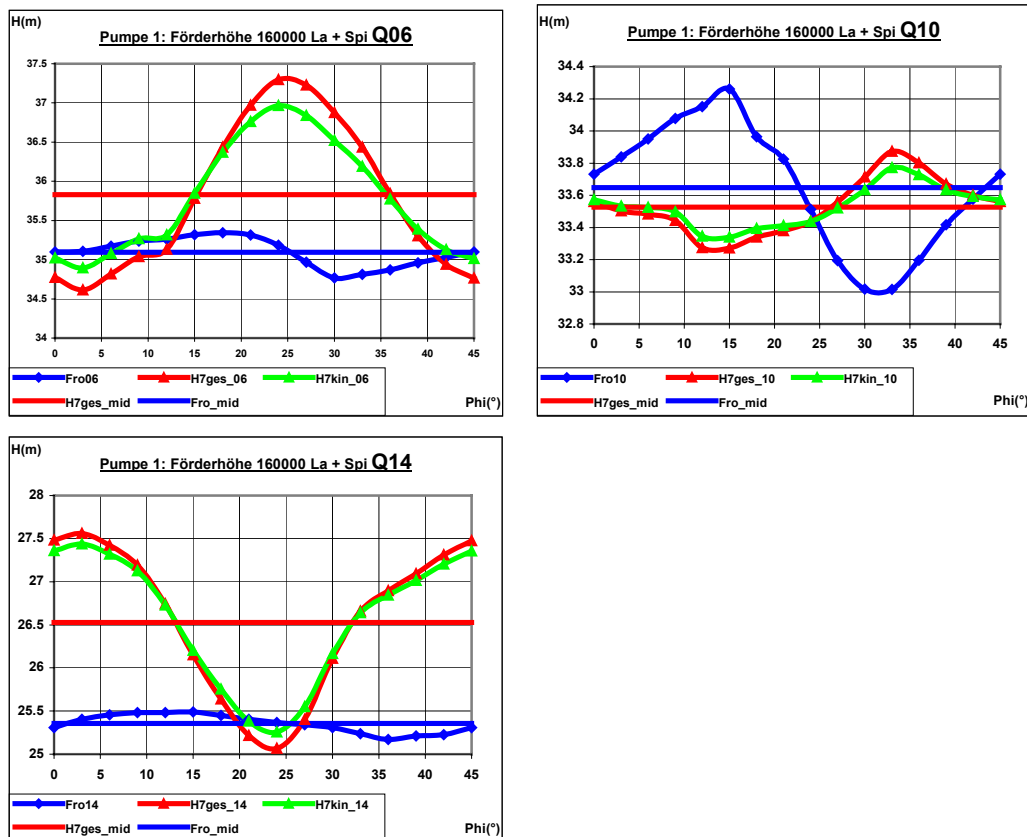
Abbildung 6.3.1: Pumpe 1: Variation Zeitschritt transient Q10 Gitter 160000

6.4 Größenvergleich bei verschiedenen Volumenströmen über der Schaufelteilung

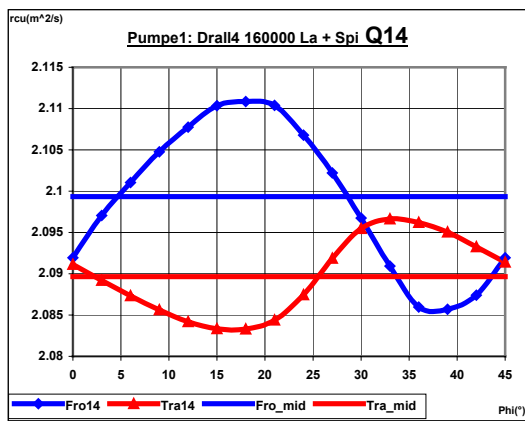
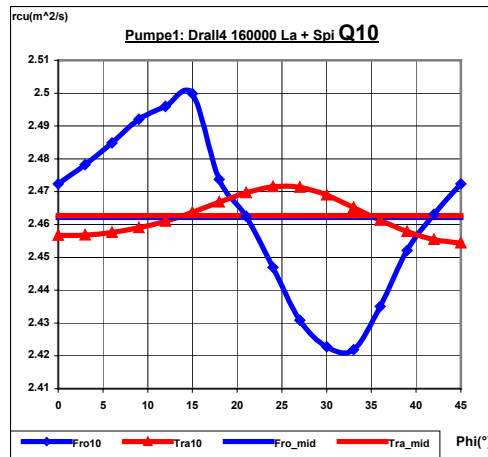
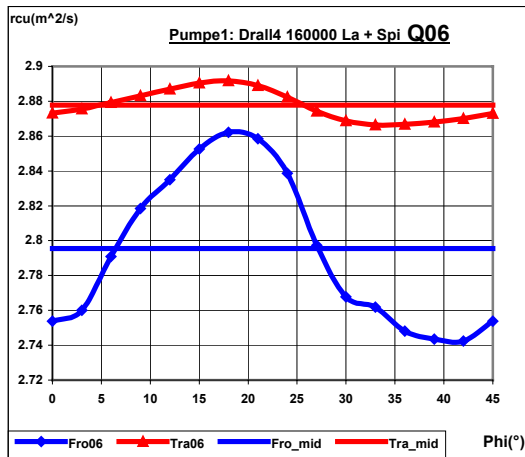
In diesem Abschnitt folgt der Vergleich der Ergebnisse der stationären und der instationären Ergebnisse über einer Schaufelteilung. Dabei ist jedoch zu beachten, daß man streng genommen nicht erwarten kann, daß beide Methoden wirklich vergleichbare Resultate liefern. Die Darstellungen dienen der Veranschaulichung der Veränderungen innerhalb eines Schaufeldurchganges sowie zur Visualisierung der Mittelwerte.

Abbildung 6.4.1 zeigt den Vergleich verschiedener Größen bei jeweils drei Volumenströmen. Auf den ersten Blick fallen die uneinheitlichen Resultate auf. Zwischen Frozen Rotor und Transient ergeben sich sowohl Unterschiede im Mittelwert als auch in der Charakteristik des Verlaufes. Ein gleichartiges Verhalten über dem Winkel zeigt sich nur beim Drehmoment M_{to} im Nennpunkt. Hier verlaufen die Kurven um einen Wert von etwa 5 Nm zueinander verschoben. Alle anderen Vergleichskurven besitzen eine voneinander abweichende Charakteristik.

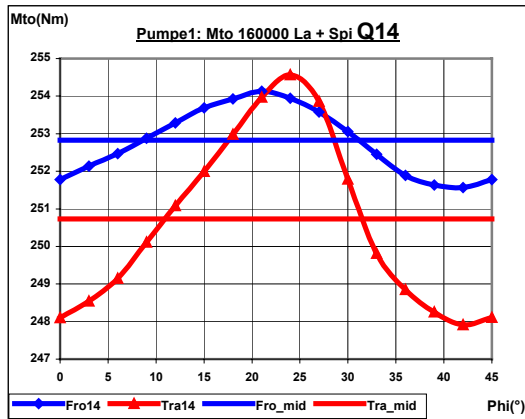
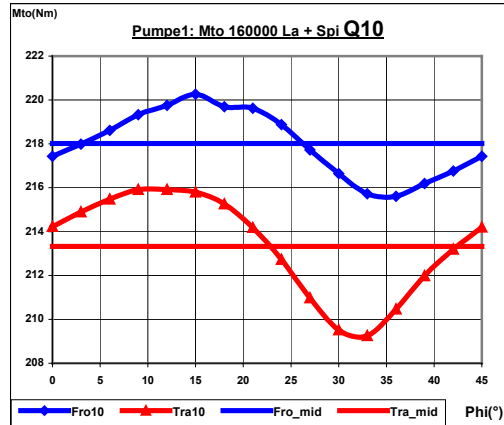
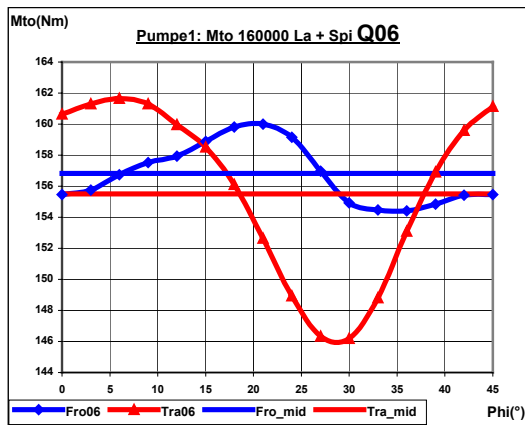
Aus diesem unterschiedlichen Verhalten ist zunächst zu folgern, daß nur ein Verfahren physikalisch sinnvolle Ergebnisse liefern kann. Aufgrund der besseren Abbildung der Wechselwirkung zwischen Laufrad und Spirale und aufgrund der zeitechten Modellierung muß die transiente Berechnung favorisiert werden. Hier sind instationäre Effekte und Mischungsvorgänge abbildbar.



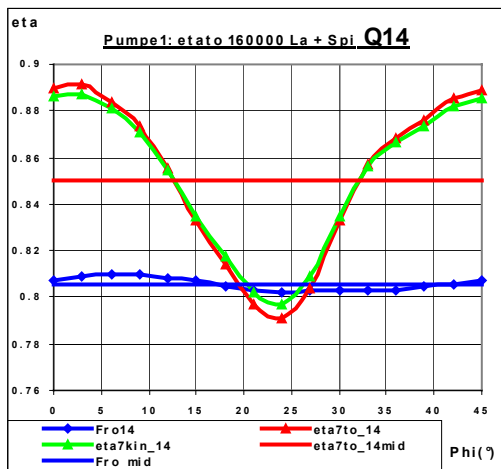
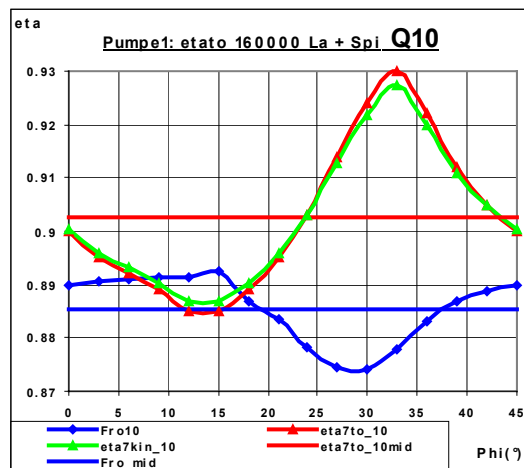
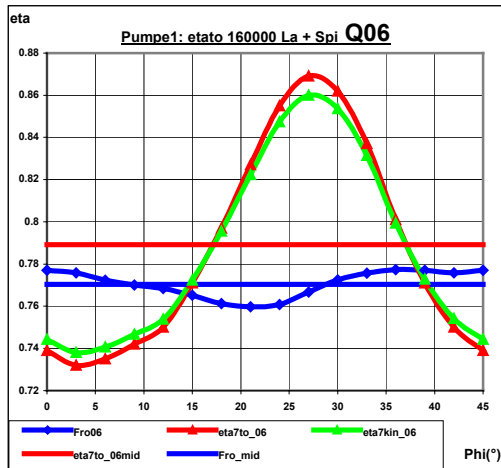
Förderhöhe



Drall



Drehmoment



Wirkungsgrad etato

Abbildung 6.4.1: Größenvergleich Gitter 160000 Frozen Rotor / Transient

6.5 Kennlinien Frozen Rotor / Transient

Einen verbesserten Eindruck von den globalen Werten erhält man durch Gegenüberstellung der Kennlinien (Abbildung 6.5.1). Zusätzlich sind an die jeweils dargestellten Mittelwerte die zuvor erläuterten Verläufe über die Winkelteilung zur Veranschaulichung der Schwankungsrate angehängt. Diese Diagramme zeigen einerseits also volumenstromabhängige Kennlinien. Die zusätzlichen Kurven stellen jedoch keine Abhängigkeit vom Volumenstrom dar. Sie dienen in erster Linie zur Visualisierung der jeweiligen Schwankungsrate. Außerdem ist ein direkter Vergleich zu den später dargestellten transienten Kennlinienverläufen (Kapitel 13) möglich, die dann allerdings eine Veränderung über dem Volumenstrom wiedergeben.

Die Gegenüberstellung der Förderhöhen zeigt in den Kennlinien der Mittelwerte eine sehr gute Übereinstimmung. Auffällig sind aber die Unterschiede in den Amplituden. Beim Frozen Rotor ergibt sich die maximale Schwankung im Nennpunkt, während bei der transienten Lösung hier ein Minimum zu erkennen ist. Je größer die Abweichung vom Nennvolumenstrom ist, desto stärker ist die Schwankung über der Schaufelteilung. Berücksichtigt man, daß die Geräuschentwicklung beim Bestpunkt meist recht gering ist und daß die Strömung hier ihr ausgeglichenes Verhalten besitzen sollte, so spricht dies für die realistischere Darstellung durch die transiente Berechnung.

Beide Kennlinien für den Drall zeigen einen nahezu linearen Verlauf auf identischem Niveau. Lediglich bei Q06 ist eine leichte Abweichung zu erkennen. Die angehängten Kurven ergeben für transiente Berechnungen nur sehr geringe Schwankungen. Dagegen erkennt man unterhalb von Q12 beim Frozen Rotor deutlich größere Amplituden. Die Massenträgheit des Mediums läßt hier jedoch keine allzu großen Fluktuationen erwarten. Der Frozen Rotor kann diese Zusammenhänge aber nicht abbilden, da alle Teilberechnungen komplett unabhängig voneinander sind.

Auch die Wirkungsgrade ergeben in den Mittelwerten eine sehr gute Übereinstimmung in den Beträgen und in der Lage des Optimums. Extreme Unterschiede sind im lokalen Verhalten erkennbar. Beim Frozen Rotor verringern sich die Amplituden mit zunehmendem Volumenstrom. Die transienten Ergebnisse enthalten extrem große Schwankungen abseits des Auslegungspunktes. Bei Q06 beträgt die Schwankung für etwa 14 Prozentpunkte. Die deutlichen Veränderungen der Werte über der Schaufelteilung sprechen für das komplett instationäre Verhalten der Strömung besonders bei Teil- und Überlast. Diese Vorgänge können mit einer stationären Berechnung nicht abgebildet werden. Die geringsten Abweichungen bei Nennlast sprechen dafür, die Frozen Rotor-Methode, wenn überhaupt, dann hier einzusetzen.

Die Abbildung 6.5.2 zeigt nochmals eine Gegenüberstellung der Kurven mit den maximalen lokalen Abweichungen. Zusätzlich sind die Meßergebnisse (H_{mess} , η_{tai}) dargestellt. Bei deren Beurteilung ist jedoch das Fehlen des Radseitenraumes und damit dessen Einfluß auf Kennlinien und Verluste zu berücksichtigen.

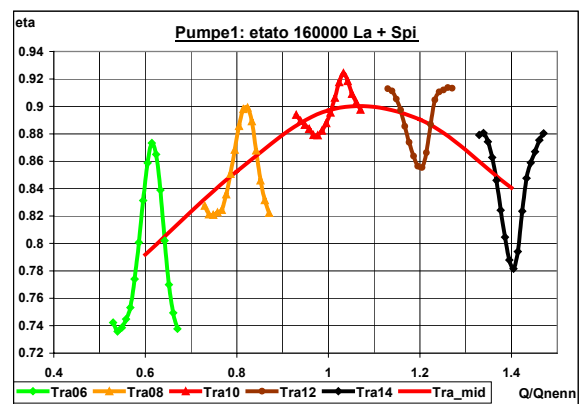
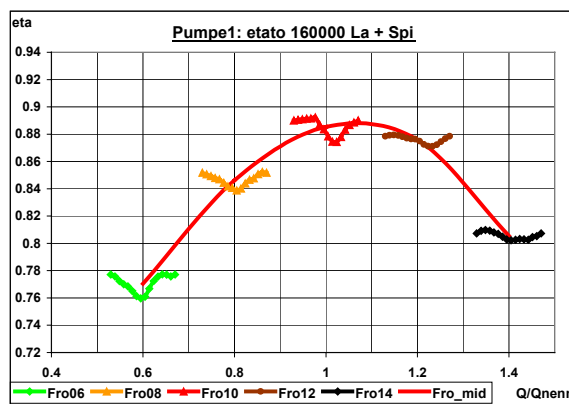
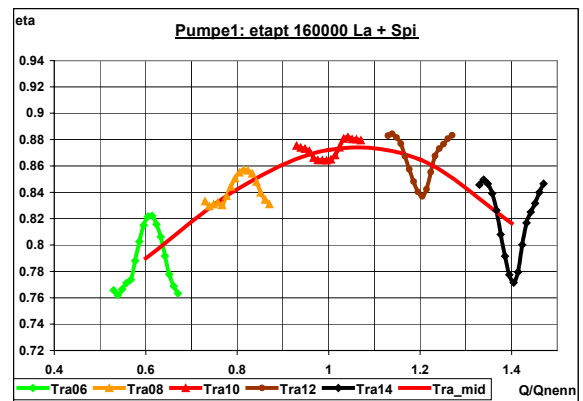
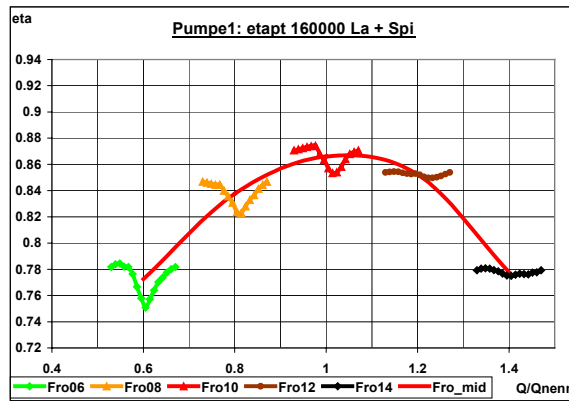
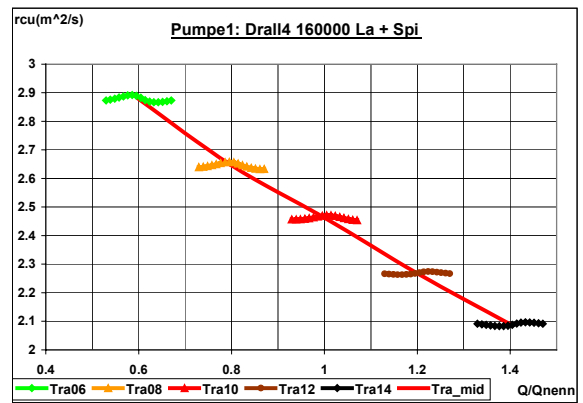
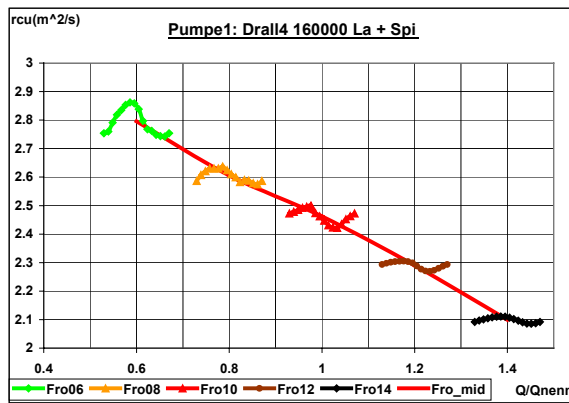
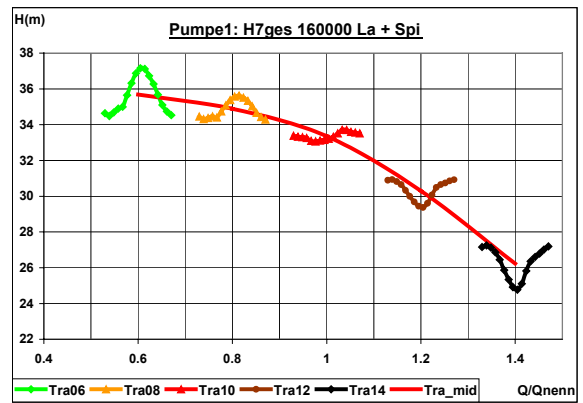
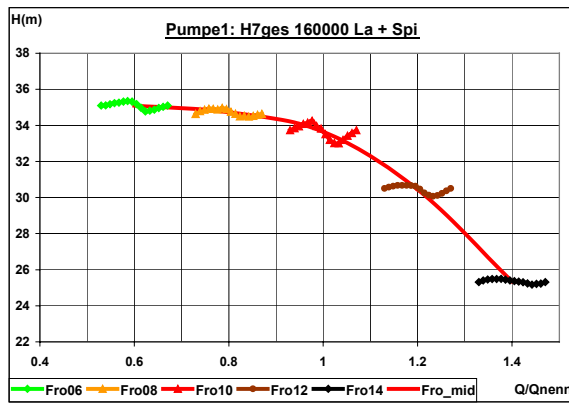


Abbildung 6.5.1: Vergleich Kennlinien Frozen Rotor / Transient mit Darstellung Größen Schaufelteilung

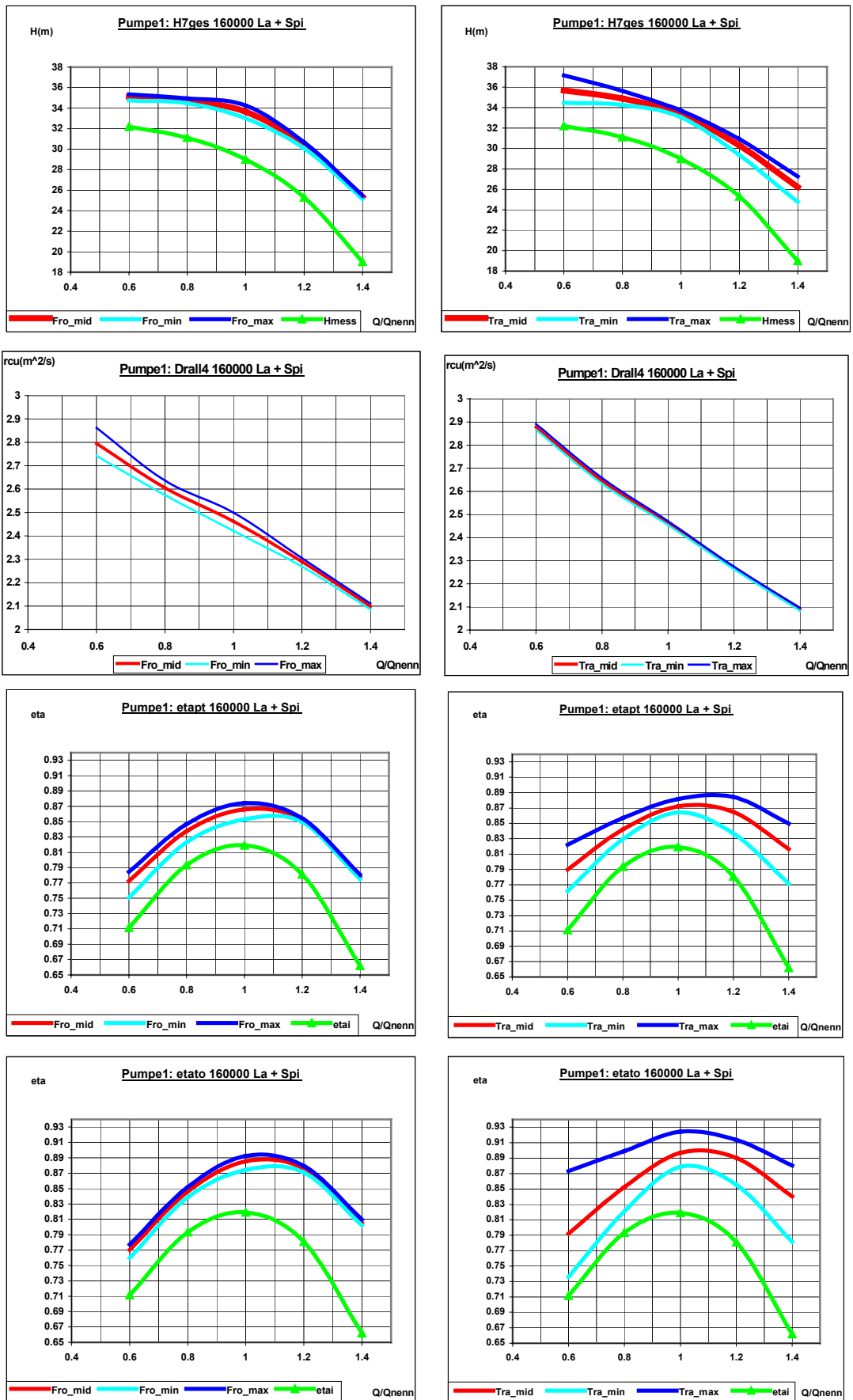


Abbildung 6.5.2: Vergleich Kennlinien Frozen Rotor / Transient / Messung

Beide Berechnungsvarianten geben den Förderhöhenverlauf im Vergleich zur Messung (Hmess) brauchbar wieder. Die Differenzen bei Teillast betragen 3 m und steigen zur Überlast hin auf 6 m an. Im Bereich des Nennpunktes beträgt die Abweichung 15 %. Sie wird auch unter Berücksichtigung der Verschiebung der Kennlinie zu kleineren Mengen durch den hinzukommenden Verlustvolumenstrom verständlich.

Auch bei den Wirkungsgraden ergeben sich deutliche Unterschiede zu den Meßergebnissen (etai). Die Verschiebung in der Lage der Maxima ist wiederum durch das Fehlen des Radseitenraumes zu erklären. In den Beträgen weichen die Kurven in den jeweils höchsten Werten um 9 Prozentpunkte voneinander ab.

6.6 Vergleich lokaler Größen

Zum Vergleich lokaler Größen ist exemplarisch in Abbildung 6.6.1 der Verlauf des statischen Druckes in der Schaufelkanalmitte beim Radius der Schnittstelle über dem Umfangswinkel aufgetragen. Im Falle der transienten Berechnung wird der Zustand nach genau zwei Umdrehungen der Lösung des Frozen Rotors mit der Winkeldrehung von 0° gegenübergestellt.

Bei allen drei Betriebspunkten zeigen sich deutliche Unterschiede, insbesondere auf den ersten 90° der Spirale. Die maximalen lokalen Differenzen betragen bis zu 25 %. Nach dem ersten Viertel der Spirale folgen annähernd schaufelperiodische Bereiche.

Die bei Nennlast (Q10, Abbildung 6.6.1, Mitte) in den transienten Verläufen sichtbaren Senken sind genau dem Schaufelnachlauf zuzuordnen. Beachtet man hierbei, daß bei positiver Zählung des Spiralwinkels im Kurvenverlauf zunächst die Saugseite und nach der Senke die Druckseite der Schaufel sichtbar ist, so erkennt man das nahezu konstante Druckniveau mit einer leichten Überhöhung zur Druckseite hin.

Ganz anders präsentiert sich hier der Verlauf beim Frozen Rotor. Hier ist von der Druckseite zur Saugseite ein Steilabfall erkennbar. Die abfallende Tendenz findet sich auch bei den anderen beiden Betriebspunkten.

Bei Teillast (Q06, Abbildung 6.6.1, oben) zeigt sich für die transiente Lösung ein stufenartiger Anstieg des Druckes von Schaufel zu Schaufel.

Dagegen liegt der Druck im Falle der Überlast (Q14, Abbildung 6.6.1, unten) außerhalb der Schaufelnachlaufsenken nahezu auf einer Linie.

Trotz guter Übereinstimmung in den globalen Bilanzen entstehen also erhebliche Abweichungen in den lokalen Größen.

Abbildung 6.6.2 stellt dies noch einmal für eine einzelne Schaufel dar. Hier erkennt man die Charakteristik des fünften Schaufelkanals (in Abbildung 6.6.1 zwischen 225° und 285°) noch einmal wieder. Zusätzlich zum Ergebnis der kombinierten Berechnung ist auch das Resultat der Einzelkanalberechnung mit Gitter C aus Kapitel 3 dargestellt. Hier zeigt sich für den Druck ein eher flacher Verlauf. Die Radialgeschwindigkeit c_r wird von allen Berechnungen ähnlich im

Verlauf wiedergegeben. Die Umfangskomponente c_u dagegen weist für die Berechnung ohne Spirale eine etwas veränderte Charakteristik auf. Hier muß jedoch die Skalierung beachtet werden.

Eine weitere Möglichkeit, die Berechnungsvarianten miteinander zu vergleichen, bietet die Darstellung des Volumenstromes eines Schaufelkanals über dem Spiralwinkel (Abbildung 6.6.3 links). Im Falle der transienten Berechnung wird ein Kanal im Umlauf von 360 bis 720° betrachtet. Da die Lösung nach einer Umdrehung nicht ideal eingeschwungen ist, zeigt sich beim Spiralwinkel von etwa 36° (verursacht durch die Stellung der Schaufel bei Start der Berechnung) ein kleiner Sprung. Für den Frozen Rotor erhält man durch 15 Drehungen um 3° unter Bilanzierung aller Schaufeln auch 120 Werte für den Schaufelvolumenstrom über dem Laufradumfang.

Zunächst fällt der besonders glatte Verlauf der instationären Lösungen bei den drei Betriebspunkten auf. Im Falle der Nennlast QTra10 (Abbildung 6.6.3, Mitte links) zeigt sich hier ein leichter Anstieg über dem Spiralwinkel. In Vorausrückung der Zunge entsteht vor dem Spiralendquerschnitt ein leichter Abfall. Die stationäre Berechnung liefert zwar nach Abklingen der Zungenstörung im ersten Drittel der Spirale Werte auf gleichem Niveau. Danach kommt es aber zu stark wechselnden Beträgen. Der Schaufelvolumenstrom steigt mehrfach an, um dann vor dem Endquerschnitt extrem steil auf einen Wert von unter 50 % des Mittelwertes abzufallen. Dieser Steilabfall ist sicherlich unphysikalisch, wie auch die Betrachtung der sich aus den Volumenströmen ergebenden Radialbeschleunigung a_r zeigt (Abbildung 6.6.3, Mitte rechts). Diese ist definiert als die zeitliche Änderung der Geschwindigkeit am Austritt aus dem Laufrad. Im Falle des Frozen Rotors stellt a_r die Änderung der Geschwindigkeit zweier um 3° versetzt stehender Schaufelkanäle an. Es ist zu beachten, daß hier die Lösungen für die verschiedenen Zeitschritte nicht miteinander gekoppelt sind.

Der Abfall des Volumenstromes vor der Zunge bei Nennlast Q10 wird dadurch verursacht, daß beim Frozen Rotor sich die Strömung nicht durch eine Rotation des Laufrades über dem Umfang ausgleichen kann sondern sich ständig der gleiche Kanal der Zunge gegenüber befindet. Ein 'Durchschlagen' der Zunge ist in jedem Fall zu erwarten. Die Beträge der Veränderungen sind aber sicherlich zu groß. Die Ergebnisse im Bereich der Zunge lassen befürchten, daß die Strömung auch im Druckstutzen falsch modelliert wird.

Bei Teillast Q06 erkennt man für den Frozen Rotor sogar einen Umschlag der Strömung nach innen (Abbildung 6.6.3, oben links). Der transiente Verlauf gibt die Wirkung der Spirale auch wieder. Die Veränderungen über dem Spiralwinkel sind aber deutlich milder.

Bei Überlast (Q14, Abbildung 6.6.3, unten links) unterscheiden sich die Kurvencharakteristiken erheblich. Vor der Zunge zeigt sich für den Frozen Rotor ein extremer Anstieg des Volumenstromes. Obwohl der Verlauf hier über weite Bereiche recht glatt wirkt, ergibt die Darstellung der Radialbeschleunigung (Abbildung 6.6.3, unten rechts) starke Schwankungen.

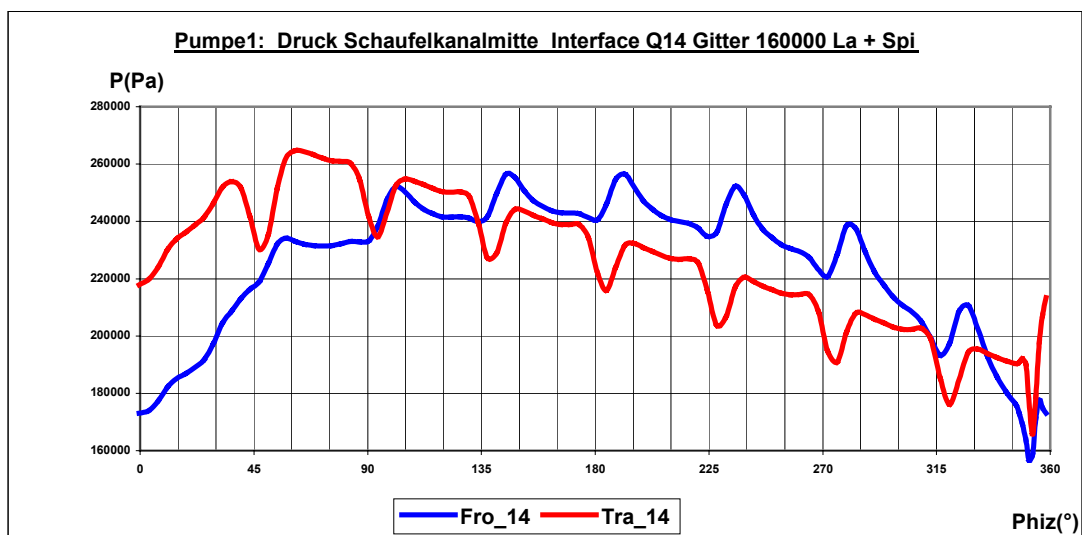
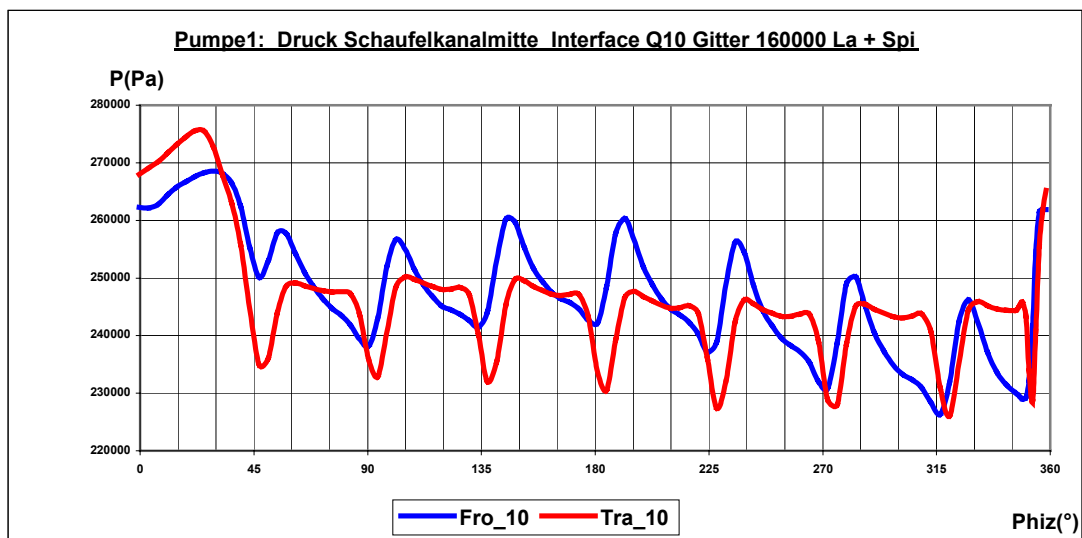
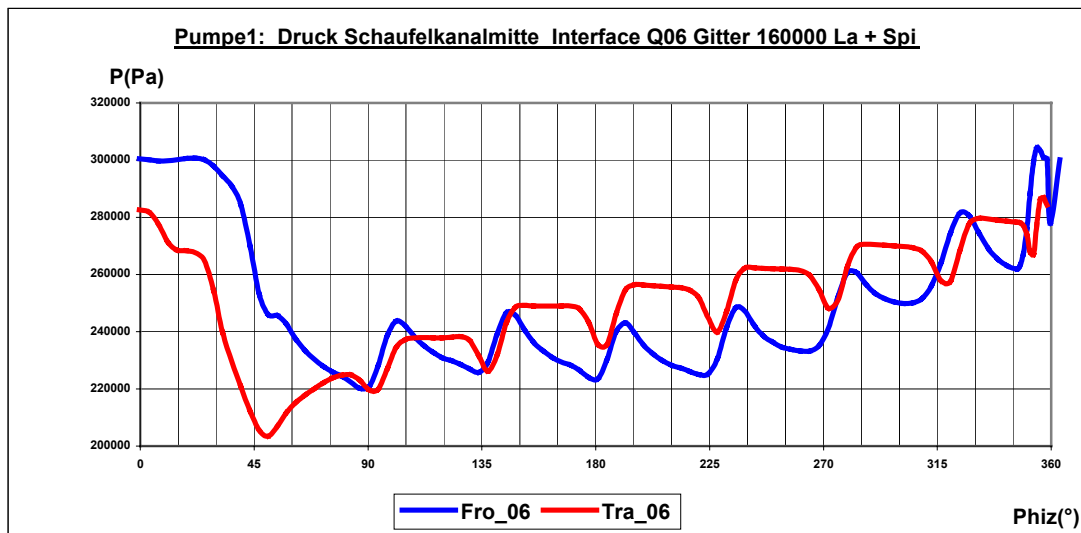


Abbildung 6.6.1: Vergleich Druck lokal Interface Kanalmitte

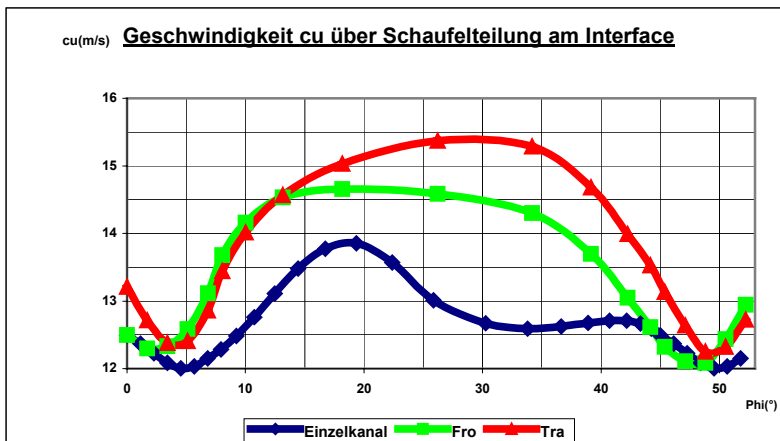
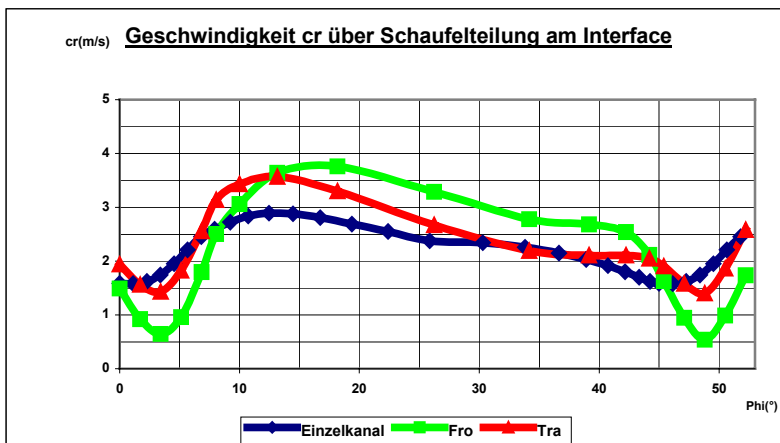
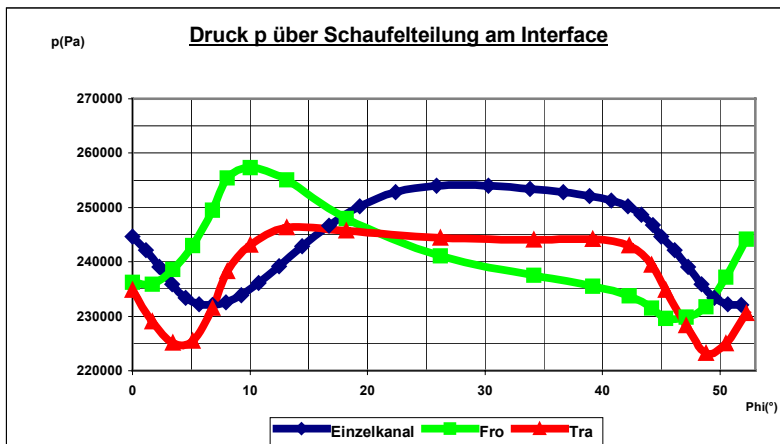


Abbildung 6.6.2: Pumpe 1 Größen über Schaufelteilung am Interface

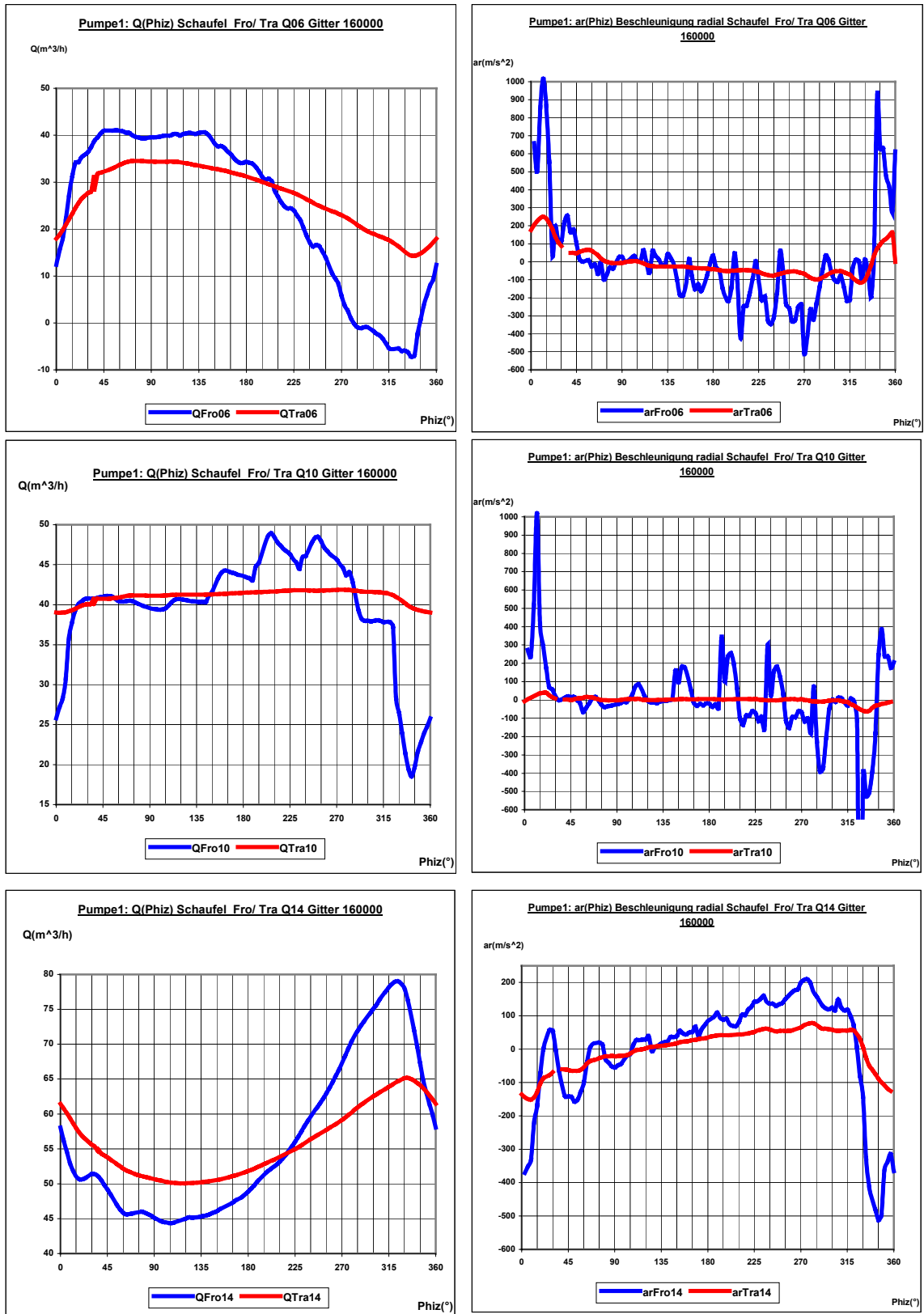


Abbildung 6.6.3: Vergleich Volumenstrom über eine Umdrehung

6.7 Zusammenfassung Kapitel 6

Zum Vergleich zwischen Frozen Rotor und der transienten Berechnung kann folgendes gesagt werden:

Die globale Charakteristik der Pumpe wird vom Frozen Rotor gut wiedergegeben. Dies zeigt sich in den Verläufen von Förderhöhe, Drall, Drehmoment und Wirkungsgrad. Über der Schaufelteilung ergeben sich aber schon erhebliche Unterschiede zum transienten Ergebnis. Die Hinweise auf das zunehmend instationäre Verhalten abseits des Nennbetriebspunktes spricht klar für transiente Berechnungen. Besonders die Untersuchung lokaler Größen ergibt zum Teil klar unphysikalische Resultate für den Frozen Rotor. Im einzelnen können den beiden Verfahren folgende Eigenschaften zugeordnet werden:

Frozen Rotor	Transient
Gute Wiedergabe der globalen Werte	Gute Wiedergabe der globalen Werte
Für winkelunabhängige Resultate sind mehrere Berechnungen über einer Schaufelteilung durchzuführen.	Ergebnisse über der Schaufelteilung werden automatisch geliefert.
Die Ergebnisse der Berechnungen sind voneinander unabhängig.	Die Teilergebnisse sind gekoppelt.
Schlechtes Konvergenzverhalten	Gute Konvergenz, 3 innere Iterationen sind meist ausreichend.
Zur Bestimmung der Kennlinienneigung geeignet	Zur Bestimmung der Kennlinienneigung geeignet
Bei Optimierung ist Winkelstellung des Laufrades zu beachten.	
Die Laufradströmung im Zungenbereich wird deutlich falsch wiedergegeben.	
	Die Beschleunigung zu Beginn einer Berechnung durch Wahl eines größeren Zeitschrittes ist möglich.
	Wiedergabe instationärer Effekte
	Erhöhter Speicherplatzbedarf

Durch die Verbesserungen der Algorithmen, insbesondere durch Begrenzung der Anzahl an inneren Iterationen, ist das transiente Verfahren auch von der Rechenzeit sehr attraktiv. Bei den hier durchgeführten Vergleichsuntersuchungen ergeben sich für 15 einzelne Berechnungen mit der Frozen Rotor-Option in der Summe sogar um 15 % längere Rechenzeiten im Vergleich zu zwei kompletten Umdrehungen einer transienten Berechnung. Als Startlösung sollte jedoch in jedem Fall eine gutes stationäres Rechenergebnis vorliegen.

Nachdem nun deutlich wurde, daß das instationäre Berechnungsverfahren die plausibleren Resultate liefert, wird im folgenden Kapitel die komplette Pumpe instationär untersucht und die Resultate werden anschließend mit lokalen Wanddruckmessungen verglichen.